PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22 — 15. November 1933 — Redaktionsschluß für Nr. 24 am 1. Dezember 1933. — 34. Jahrgang

INHALT:

Vorträge und Diskussionen des IX. Deutschen Physikertages in Würzburg, vom 18.–22. September 1933:

W. Kolhörster, Die Natur der Höhenstrahlung. S. 809.

E. Regener, Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. S. 820.

O. v. Auwers, Über Volumenmagnetostriktion an Poly- und Einkristallen. S. 824.

R. Döpel und K. Gailer, Experimentelle Prüfung des Spin-Erhaltungssatzes beim Atomstoß. S. 827.

W. Schütz, Experimentelle Prüfung der Quantentheorie der natürlichen Linienbreite. S. 831.

H. Senftleben und J. Pietzner, Die Einwirkung magnetischer Felder auf die Energieübertragung in paramagnetischen Gasen. S. 834.

H. Senftleben, Die Einwirkung magnetischer Felder auf die Diffusion paramagnetischer Gase. S. 835.

U. Dehlinger, Submikroskopische Unterschiede zwischen Guß- und Rekristallisationszustand von Metallen. S. 836.

M. Kohler, Einfluß der Absorption der Kristalle auf die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen nach der dynamischen Theorie. S. 839.

H. Raether, Elektroneninterferenzen an geschmirgelten und polierten Flächen. S. 839.

O. Beeck, Die Ionisierungsfunktion von Argon durch Argon-Atomstrahlen von wenigen Hundert Ion-Volt-Äquivalent. S. 840.

E. Rieckmann, Theorie des Schutzpendels. S. 841.

R. Mecke und A. Zobel, Beiträge zur Ultrarotphotographie. S. 843.

W. Kluge, Zur lichtelektrischen Sensibilisierung des Zäsiums. S. 844.

Originalmitteilungen:

W. Gerlach, Zusatz zur Arbeit: W. Gerlach und E. Riedl, Spektralanalytische Untersuchungen an reinstem Platin. S. 846.

Besprechungen:

H. Carlsohn, Über eine neue Klasse von Verbindungen des positiv einwertigen Jods. S. 846.

R. Schlüter, Elastische Messungen an Fichtenholz. S. 847.

Zeiss-Astro-Instrumente, Kuppeln, Hebebühnen. S. 847.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1933/34. S. 847.

Personalien. S. 848.

Angebote. S. 848.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IX. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN WÜRZBURG, VOM 18.—22. SEPTEMBER 1933.

Werner Kolhörster (Potsdam), Die Natur der Höhenstrahlung. (Meteor. Magn. Observatorium, Höhenstrahlungslaboratorium Potsdam.)

Dem ehrenvollen Auftrage, über die Natur der Höhenstrahlung zu berichten, kann ich in dem Sinne nachkommen, daß die Eigenschaften der Höhenstrahlung nach den experimentellen Ergebnissen der letzten Jahre unter möglichst einheitlichen Gesichtspunkten besprochen werden. Ein Eingehen auf Einzelheiten verbietet sich dabei einfach schon aus Zeitmangel und würde bei der jetzigen schnellen Entwicklung der Forschung einen Überblick nur erschweren. Wie ungewöhnlich die Entwicklung auf diesem Gebiet ist, zeigt, daß seit 1900 etwa je 140 Arbeiten in 24, 5, 3 und 1½ Jahren erschienen sind.

Sicher hat viel zu dieser Entwicklung das wachsende Interesse an der Höhenstrahlung beigetragen – nannte sie doch Rutherford auf dem Voltakongreß zu Como 1928 die interessanteste Erscheinung der modernen Physik –, entscheidend aber wurde die Schaffung neuer Forschungsmethoden, nachdem bis 1928 nur die Ionisationskammer verwendet worden war. Geiger und Müller (1) verdanken wir das von ihnen bewußt zur Höhenstrahlungsmessung konstruierte und eingeführte Elektronenzählrohr, der glücklichen Hand Skobelzyns (2) die Anwendung der Wilson-Nebelkammer und der Entdeckung der Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlen mit Zählrohren (3) die Anwendung von Koinzidenzmethoden unter prinzipieller Benutzung aller dreier Meßverfahren.

Meßverfahren.

Ionisationskammer, Nebelkammer und Zählrohre stimmen alle darin überein, daß sie nur

ionisierende Strahlen anzeigen. Sie unterscheiden sich jedoch durch die Art, wie sie die Ionisationsfähigkeit der Strahlen ausnützen. Dabei ist der komplexe Charakter der Höhenstrahlen zu berücksichtigen, stellt diese doch ein Gemisch von Strahlen dar, deren Durchdringungsfähigkeit in dem weiten Verhältnis von etwa 1 zu 160 schwankt und deren Mischungsverhältnis je nach Lage des Beobachtungsortes unterhalb des Atmosphärengipfels oder sonstiger Vorfilterung (bisherige Beobachtungen zwischen 22 und $5 \cdot 10^4$ cm Wasseräquivalent) sich beträchtlich ändert.

Die Ionisationskammer mißt die absorbierte Energie, betont also die Ionisierungsfähigkeit des sie durchsetzenden Strahlengemisches quantitativ. Sie bevorzugt damit wahrscheinlich überwiegend die weicheren Strahlenanteile. Ihre bei annähernd symmetrischen Kammern richtungsunabhängigen Ergebnisse stellen im allgemeinen Mittelwerte über das gesamte einfallende inhomogene Strahlenbündel dar, dazu noch weiter gemittelt über die meist lange, etwa einstündige Beobachtungszeit.

In der Nebelkammer hat das Ausmaß der Ionisierungsfähigkeit keine quantitative Bedeutung mehr. Prinzipiell braucht der Strahl überhaupt nur gerade soviel Ionen zu erzeugen, daß seine Bahnspur erkennbar wird; praktisch ist jedoch die spezifische Ionisation und damit das Aussehen der Spur wichtig, um auf die Art der ionisierenden Teilchen schließen zu können. Zur Unterscheidung zwischen Höhenstrahlen und sonstigen Strahlen radioaktiver Herkunft benutzt man starke Magnetfelder, durch welche diese viel energieärmeren radioaktiven Strahlen zu winzigen Spiralen aufgerollt werden, während trotz der so starken Beeinflussung die Höhenstrahlen kaum oder nur schwache Spuren von Krümmung erkennen lassen. Mit Steigerung der Feldstärke werden zwar auch härtere Höhenstrahlen nach und nach der Messung zugänglich, jedoch dürften, wenn auch nicht in gleichem Maße wie bei Ionisierungskammern, die härteren Strahlen vorerst noch immer benachteiligt sein, solange man wie bisher nicht über Felder von etwa 20000 Gauß hinausgehen kann.

Für das Zählrohr ist die Ionisierungsfähigkeit der Strahlen nur noch ein qualitativer Faktor. Der Strahl braucht nur ein einziges Ionenpaar zu erzeugen, um als solcher angezeigt zu werden. Zählrohre zählen also alle sie durchsetzenden ionisierenden Strahlen, sofern diese nicht gleichzeitig für das Auflösungsvermögen der Anordnung sind oder durch irgendwelche Versuchsbedingungen in der Nähe der Zählrohre gleichzeitig entstehen. Bei niedrigsten Fülldrucken (etwa 0,15 mm Hg) verhalten sich Zählrohr wie Ionisationskammern (4) mithin abhängig von der Art des Füllgases, jedoch unabhängig von der Richtung der einfallenden Strahlen. Bei den üblichen Fülldrucken von 4 bis 6 cm Hg sind asymmetrische Zählrohre ($r:l \gtrless 0{,}5$) richtungsabhängig. Sie zeigen die sogenannten Zählrohreffekte, indem sie die auffallende Energie messen. Zur Richtungsbestimmung der Höhenstrahlen ohne störende Beeinflussung durch Panzer sind sie zur Zeit unersetzlich, wir widmen ihnen in Potsdam deshalb unsere besondere Aufmerksamkeit.

Für die Koinzidenzmethoden mit Zählrohren gilt allgemein das für diese bereits Gesagte; dazu kommt das Verhalten der spezifischen Koinzidenzfähigkeit der Strahlen, die eine Funktion ihrer Energie ist. Da diese mit abnehmender Energie ständig kleiner wird, kann eine Vernachlässigung der weichsten, dann vielleicht nicht mehr koinzidenzfähigen Strahlen eintreten. Auch unterdrückt man wohl die weicheren Strahlen bewußt durch Einschalten absorbierender Substanz zwischen die Rohre.

Zusammenfassend wäre mit den obigen angegebenen Einschränkungen zu sagen: Zählrohre zählen alle sie durchsetzenden Höhenstrahlen, Ionisations- und Nebelkammern die weichsten und weicheren, Koinzidenzmethoden die härteren.

Die theoretische Deutung der Ergebnisse ist bei Ionisationskammern seit langem feststehend. Man setzt neuerdings bei allseitigem Einfall einer homogenen Strahlung mit der Absorberwirkung μH für die in der Kammer mit dem Volumen v auftretende Ionisierungsstärke $J_{\mu H}^{(v)} = J_0 \cdot v \cdot 2\pi\Phi(\mu H)$, weil die Konstante J_0 im Zusammenhang mit entsprechenden Konstanten der anderen Meßmethoden von Bedeutung wird: sie ist nämlich, von gegebener Gasart und -dichte abhängig und erlaubt daher Schlüsse über deren Verhalten gegenüber Höhenstrahlung.

Über die Deutung der Ergebnisse mit Nebelkammern ist bei der großen Verschiedenheit der Versuchsbedingungen Allgemeines kaum zu sagen. Die Höhenstrahlung bzw. ihre Sekundären liefern meist dünne, jedoch äußerst feine Bahnspuren, deren Krümmung unter der Wirkung des angewendeten Magnetfeldes nach den bekannten Gesetzen die Energie der Strahlen exakt und, sofern ihr Lauf irgendwie bestimmt werden kann, das Ladungsvorzeichen ermitteln läßt. Wieweit die einzelnen Tröpfchen ganze Nebelnester darstellen — die weichsten Sekundärstrahlen werden vielleicht in den äußerst starken magnetischen Feldern zu beinahe punktförmigen Spiralen aufgerollt — ist noch kaum untersucht.

Über die mit Zählrohren gewonnenen Ergebnisse konnte erst neuerdings Klarheit geschaffen werden, als es Tuwim in Potsdam gelang, den vertikalen Zählrohreffekt der Höhenstrahlung zu finden (5) und das Verhalten der Zählrohre gegenüber Höhenstrahlung durch eine zunächst rein formal angesetzte und rechnerisch durchgeführte, dann experimentell mehr und mehr gestützte Theorie zu erklären (6). Die Anzahl der Stöße in einem Zählrohr vom Radius r, wirksamer Drahtlänge l bei einem Zenithabstand $\alpha°$ der Zählrohrachse wird ausgedrückt durch

$$N_{\mu H}(\alpha°) = N_0 \cdot r \cdot l \left[f_1(\mu H, \alpha°) + \frac{r}{l} f_2(\mu H, \alpha°) \right].$$

Hierin ist N_0 eine Konstante von weitgehender Bedeutung, formal entsprechend etwa J_0. Sie ermöglicht in dem Maße, wie ihre bisher gefundene Konstanz sich weiter bestätigt (7), die durch Höhenstrahlen hervorgerufene Stoßzahl eines Zählrohres vorgegebener Ausmaße direkt zu bestimmen und damit auch die Nulleffekte und Störstrahlen. Der Quotient $\frac{J_0}{N_0} = k$ kann als spezifische Ionisation der Höhenstrahlung aufgefaßt werden (8), das Produkt

$$N_0 \frac{1}{\pi} \cdot f_2(\mu H, 0°)$$

gibt die Anzahl der Höhenstrahlenteilchen durch eine horizontale Flächeneinheit am Beobachtungsort an.

Eine weitere Durchbildung der Theorie gestattet bisher noch notwendige, einschränkende Voraussetzungen zu vermeiden und führt zu den für praktisches Arbeiten wichtigen Zählrohrinvarianten, worüber binnen kurzem von Jánossy in Potsdam berichtet werden wird.

Eine besondere Bedeutung erlangt die Theorie des vertikalen Zählrohreffektes dadurch, daß sie die Grundlagen einer mathematischen Theorie der Zählrohrkoinzidenzen lieferte (9), die imstande ist, alle mit Zählrohrkoinzidenzen gewonnenen Meßergebnisse und nicht nur vereinzelte Beziehungen zwischen ihnen zu deuten. Die Anzahl der systematischen Höhenstrahlungskoinzidenzen beliebiger Multiplizität in beliebig im Raum gelagerten Zählrohren beliebiger Dimensionen ergibt sich zu

$$K_{\mu H}(\alpha, \omega, \varepsilon) = K_0 \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\frac{\pi}{2}} e^{-\mu H \sec \vartheta} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} S_{\vartheta\varphi} \, d\varphi \right) \sin \vartheta \cdot d\vartheta ,$$

hierin ist $S_{\vartheta\varphi} = i_{\vartheta\varphi} \cdot (\sigma_{\max})_1$ das Produkt aus der Empfindlichkeit $i_{\vartheta\varphi}$ der Zählrohranordnung für die Strahlenrichtung (ϑ, φ) und den Flächeninhalt $(\sigma_{\max})_1$ der normalen Projektion des Zählrohres Nr. 1 auf eine Fläche, deren Normale mit der Zählrohrachse den Winkel $\gamma°$ bildet, so daß $\sigma = 2rl \,|\sin\gamma| + \pi r^2 \,|\cos\gamma|$. Wiederum ist K_0 eine Konstante, entsprechend J_0 bzw. N_0, insbesondere wird $\frac{K_0}{N_0} = \mathfrak{G}$ die spezifische Koinzidenzfähigkeit, die für alle Koinzidenzmessungen wesentlich, aber bisher noch kaum beachtet worden ist. Nach bisher unveröffentlichten Versuchen von Kolhörster und Tuwim beträgt in Seehöhe die spezifische Koinzidenzfähigkeit über alle Neigungswinkel zur Vertikalen gemittelt, in freier Luft 0,55, hinter 10 cm Blei 0,70. Sie ist also beträchtlich kleiner als eins, und dies Verhalten muß bei allen Koinzidenzmessungen berücksichtigt werden.

Für die Beurteilung der Ergebnisse an Höhenstrahlung sind theoretische Überlegungen von Heisenberg (10) äußerst wertvoll, welche sich einerseits mit dem Verhalten sehr schneller Elektronen beim Durchgang durch Materie infolge Bremsung und Streuung (Bohr, Bothe), andererseits mit der Absorption und Zerstreuung sehr harter Gammastrahlen (Klein-Nishina) auf Grund der bisherigen theoretischen Vorstellungen befassen. Die Arbeit gibt also einen Überblick über das, was bei derartigen extremen Strahlen nach dem heutigen Stande der Atomphysik erwartet werden kann.

Eigenschaften der Höhenstrahlung.

Geographische Verteilung.

Die Höhenstrahlung ist an der Erde bisher ausnahmslos und jederzeit auf allen Kontinenten und Meeren zwischen $+ 81°$ und $- 68°$ geographischer Breite sowie auf Bergen und bei Luftfahrten bis zu den größten bisher erreichten Höhen (27 km) gefunden worden. Ihre Intensität am Erdboden beträgt rund 2 I, bei der durch 10 cm Blei gefilterten Strahlung etwa 1,5 I, also 25 Proz. weniger. Die genaueste Bestimmung der Bodenintensität frei von Störungen durch Panzer und Umgebungsstrahlung ergibt auch jetzt noch die von Kolhörster 1914 angewandte Extrapolation aus dem Intensitätsverlauf mit der Höhe. Nach den neuesten Potsdamer Aufstiegen ist die Ionisierungsstärke in Strahlungsapparaten bei 4 Liter Normalluft und $2^1/_2$ mm Eisenwandung $(2{,}08 \pm 0{,}07)$ I, nach den Potsdamer Zählrohrmessungen beträgt die Anzahl der auf ein horizontales Quadratzentimeter auffallenden Teilchen nach 10 cm Bleifilterung etwa 42 pro Stunde oder 0,0117 pro Sekunde. Aus seinen Nebelkammerversuchen schätzte Skobelzyn etwa 0,02 $cm^{-2}\,sec^{-1}$ Teilchen, die etwa 1 I erzeugen.

Breiteneffekt.
Geomagnetische Verteilung.

Bothe und Kolhörster (11) schlossen aus ihren Koinzidenzversuchen, daß die am Erdboden nachgewiesene durchdringende Korpuskularstrahlung mit der Höhenstrahlung identisch ist und skizzierten ihr Verhalten im erdmagnetischen Felde entsprechend der Birkeland-Störmerschen Nordlichttheorie. Diese wurde neuerdings durch Epstein (12) und Lemaître und Vallarta (13) für den speziellen Fall der Höhenstrahlung erweitert. Wenn also die Höhenstrahlung aus geladenen Teilchen besteht, die von weither auf die Erde herabkommen, und somit das erdmagnetische Feld ganz durchsetzen, so könnten sie nach Bothe und Kolhörster von dem relativ schwachen, aber weit ausgedehnten Felde doch noch abgelenkt werden. Sie würden jedoch keinen Breiteneffekt zeigen, wenn die geladenen Teilchen erst beim Durchsetzen der Atmosphäre aus einer primären Gammahöhenstrahlung entstehen. Die im Erdfelde durchlaufenen Strecken wären dann nämlich zu kurz, um bei einer solchen immer noch recht energiereichen Sekundärstrahlung wirksam zu werden. Bothe und Kolhörster (14) konnten zwischen $+52°$ und $+81°$ geogr. Breite den Effekt nicht finden, aber wegen fehlender Mittel die Messungen auch nicht weiter nach Süden fortsetzen, wo bereits Intensitätsabnahmen beobachtet worden waren (15). Inzwischen haben Clay, später Compton von $\pm 40°$ geom. Breite bis zum Äquator eine zunächst steile, dann langsamer erfolgende Intensitätsabnahme von insgesamt etwa 12 bis 14 Proz. in Seehöhe nachweisen können (16).

Der Breiteneffekt in Seehöhe scheint nicht ganz symmetrisch zum magnetischen Äquator zu verlaufen (17). In größeren Höhen bis etwa 4 km wirkt er sich wegen der dort überwiegenden weicheren Strahlen stärker bis etwa 30 Proz. aus (Compton). Danach ist anzunehmen, daß am Erdboden der größere Teil der die gesamte Atmosphäre durchsetzenden Strahlen wahrscheinlich so hohe Energien besitzt, daß das erdmagnetische Feld für diese harten Strahlen unwirksam bleibt.

Azimutale Asymmetrie.

Auch auf die azimutale Richtungsverteilung muß das erdmagnetische Feld in gewissen geomagnetischen Breiten einwirken. Dies würde das Ladungsvorzeichen der primären Teilchen bestimmen lassen. Zunächst wurden jedoch merkliche azimutale Unterschiede in Seehöhe und höheren magnetischen Breiten nicht gefunden, nach denen Rossi zuerst in Florenz ($+44°$ geom. Breite) gesucht hat (18). Auch Skobelzyn (19) fand in Paris ($51° 16'$ geom. Breite) nur ungefähr symmetrische Verteilung der Nebelbahnen zum Azimut. Später aber sind azimutale Asymmetrien entsprechend der Theorie von Lemaître und Vallarta (20) zuerst in niederen geomagnetischen Breiten von Johnson (21) und Alvarez und Compton (22) in der hierfür besonders günstig gelegenen Stadt Mexiko ($+29°$ geom. Breite, 2250 m Seehöhe) nachgewiesen worden. Weitere Messungen von Johnson und Street (23) auf dem Mt.-Washington ($+57°$ geom. Breite, 2000 m Seehöhe) deuteten auf den Effekt auch in höheren geomagnetischen Breiten, so daß Johnson und Stevenson (24) neuerdings sogar die kleine Differenz von 3 Proz. für Swarthmore Pa. ($+51°$ geom. Breite) noch durch Häufungen der Beobachtungen sichern konnten. Bei den Messungen von Viljoen und Schonland (25) in Kapstadt ($-31°$ geom. Breite) treten die Differenzen zwar im richtigen Sinne auf, liegen aber innerhalb oder nur wenig über der Versuchsfehlergrenze ebenso wie bei Korff (26) in Pasadena (etwa $30°$ geom. Breite).

Die verläßlichen Beobachtungen ergeben ein Überwiegen positiv geladener Teilchen in niederen geomagnetischen Breiten und in Seehöhe, bei 2000 m auch in höheren geomagnetischen Breiten wegen der dort weicheren Strahlung.

Magnetische Ablenkungsversuche im Laboratorium.

Direkte Ablenkungsversuche durch starke Magnetfelder im Laboratorium zur Bestimmung auch des Ladungsvorzeichen der Teilchen bei koinzidierenden Zählrohren würden, so schlossen Bothe und Kolhörster weiter, insofern weniger Bedeutung haben, weil die Höhenstrahlung am Boden bereits durch die Atmosphäre gefiltert und in ihrer Zusammensetzung geändert eintrifft. Derartige von verschiedenen Forschern (27) daraufhin begonnene Versuche führten schließlich Curtiss (28) mit vierfacher Koinzidenzanordnung zum positiven Ergebnis. Mit 7000 Gauß konnten etwa 30 Proz. der nur durch die Atmosphäre gefilterten Höhenstrahlung abgelenkt werden, bei 70 Proz. der gesamten einfallenden Strahlung war die Ablenkung geringer als für 10^9 e-Volt-Elektronen oder $5 \cdot 10^8$ e-Volt-Protonen. Da die Strahlen am Boden gewöhnlich etwa 25 Proz. Sekundäre enthalten, wird es sich wahrscheinlich um die Ablenkung dieser Sekundären gehandelt haben, wenn auch ihre Energie noch immer hoch erscheint. Ihre Ladung wurde negativ gefunden. Die anderen Autoren haben mit Feldern bis zu 16000 Gauß teils positiven, teils negativen Ladungssinn erhalten, jedenfalls

aber kein eindeutiges Ergebnis erzielt, wofür die in dem magnetisierten Eisenkern entstehenden Sekundärstrahlen verantwortlich sein sollen, nach Rossi (29) positive Sekundärkorpuskeln aus dem Eisen.

Richtungsverteilung in der Vertikalen.

Aus den mit Ionisationskammern, Zählrohren und Zählrohrkoinzidenzen sowie Nebelkammern bisher gemessenen vertikalen Richtungsverteilungen ergibt sich nach einer Zusammenstellung von Kolhörster und Tuwim (30): Die Höhenstrahlung ist im Weltenraum im Mittel gleichmäßig verteilt anzunehmen. In der Atmosphäre werden die einzelnen elementaren Parallelstrahlenbündel ohne merkliche Richtungsablenkung durch Streuung nach dem einfachen Exponentialgesetz absorbiert; für die gesamte einfallende Strahlung ergibt sich daher das $\Phi(\mu H)$-Gesetz als gültig. Die Richtungsverteilung ist demnach von der Absorberwirkung μH abhängig, d. h. im allgemeinen von der Lage des Beobachtungsortes unter Atmosphärengipfel; sie kann bei Kenntnis des wirksamen μH ohne weiteres errechnet werden. Für ein und denselben Beobachtungsort, also z. B. am Erdboden, treten folgende Unterschiede auf: Ionisationskammern mit ihrer Bevorzugung der weicheren Strahlen und ungenügender, auch störender Ausblendung durch Panzer zeigen ein Überwiegen der Strahlungsintensität aus zenithalen Richtungen mit einem Maximum der Ionisationswirkung in 20 bis 25° Zenithabstand. Die so bestimmte Richtungsverteilung dürfte nur der Größenordnung nach den wirklichen Verhältnissen entsprechen; denn die aus dieser Verteilung berechneten Absorptionskoeffizienten sind zwei- bis dreifach höher als die unter entsprechenden Bedingungen aus den Wasserabsorptionsmessungen abgeleiteten. Mit diesen stimmen dagegen die aus Zählrohrmessungen berechneten Absorptionskoeffizienten gut überein. Die aus dem vertikalen Zählrohreffekt abgeleitete Richtungsverteilung wird also den tatsächlichen Verhältnissen nahekommen. Sie ergibt das Maximum der errechneten Ionisationswirkung bei 42°, also um rund 20° tiefer als die Ionisationskammer. Das Maximum der Teilchenzahl auf eine horizontale Fläche liegt bei 35°. Nur 8 Proz. der Ionisation in Seehöhe stammt aus einem Kreis von 30° Durchmesser um den Zenith, 92 Proz. liefern die restlichen Teile des Himmelsgewölbes. Die Bevorzugung der weichen Strahlenanteile durch die Ionisationskammer zeigt sich nach alledem deutlich.

Die bisherigen Messungen der vertikalen Richtungsverteilung mit koinzidierenden Strahlen (31) sind ohne Rücksicht auf eine begründete Koinzidenztheorie interpretiert worden. Sie vernachlässigen die Zunahme der spezifischen Koinzidenzfähigkeit mit dem Zenithabstand, wie sie von Kolhörster und Tuwim (32) gefunden wurde und sind nun nachträglich schwer zu korrigieren. Unter dieser Einschränkung ergeben die Koinzidenzmessungen von Bernardini (33) mit zwei horizontal nordsüd gelagerten Zählrohren in 18 cm Achsenabstand bei Zwischenschalten von 5 cm Blei zwischen beide Rohre eine Abnahme der Koinzidenzen mit wachsendem Zenithabstand, etwas stärker als nach der Absorption in der Atmosphäre allein zu folgern wäre.

Die aus Nebelkammerversuchen bestimmten vertikalen Richtungsverteilungen haben wegen bisher zu geringen statistischen Materials nur qualitative, in großen Zügen mit dem vorhergehenden übereinstimmende Ergebnisse geliefert, zum Teil hat Skobelzyn selbst direkt sich widersprechende Ergebnisse aus seinen Messungen gefolgert (34).

Intensitätsänderungen.

Die Höhenstrahlung zeichnet sich wie jede kosmische Erscheinung durch hohe zeitliche Konstanz aus. Die ältesten und neuesten Messungen in der Troposphäre, die wegen einheitlicher Ausführung am geeignetsten zum Vergleich sind (35), ergeben ebenso wie die in der Zwischenzeit ausgeführten keine wesentliche Änderung der mittleren Strahlungsintensität innerhalb von 20 Jahren.

Unperiodische Schwankungen.

Für die geringen in der Größenordnung von Prozenten auftretenden unperiodischen Schwankungen kommen in Betracht:

1. Stöße, das sind nur selten auftretende hohe Ladungsmengen von mehreren Millionen Ionen, die von Hoffmann entdeckt (36), von Hoffmann und Pforte (37) als reelle Ionisationseffekte der Höhenstrahlung erkannt und als Atomzertrümmerungsvorgänge gedeutet worden sind. Steinke und Schindler (38) haben die Abhängigkeit ihres Auftretens von den Absorbermassen der Umgebung der Ionisationskammern gezeigt. Die Größe der Stöße ist etwa gleich der Ionisation durch H-Teilchen, ihre Reichweite wird auf etwa 10 cm Blei geschätzt. Steinke und Schindler schließen aus der Durchmessersumme, daß die Höhenstrahlung nicht aus Elektronen bestehen kann, ein Schluß, dem Heisenberg widersprach, denn bei so hohen Energien verhalten sich Elektronen und Protonen nahezu gleich.

2. Es zeigen sich selbst bei Verwendung sehr großer Ionisationsvolumina in wesentlich statistisch verlaufender Schwankungen der Stundenwerte um ± 1 Proz., die als eine besondere Eigenschaft der Höhenstrahlen durch Vergleich im Bergwerk von Pforte erkannt wurden (39).
3. Als Schwankungen zweiter Art bezeichnet Corlin (40) unperiodische, über meist längere Zeit sich erstreckende, manchmal plötzlich einsetzende und langsam abklingende Intensitätsänderungen, die eine gewisse Ähnlichkeit mit magnetischen Störungen haben und mit diesen vielleicht im Zusammenhang stehen. Ihr Ausmaß beträgt ebenfalls meist mehrere Prozente der mittleren Strahlenstärke, ihre Realität wird wiederum durch die neuesten Ergebnisse von Heß und Steinmaurer bestätigt (41).
4. Die stärksten Intensitätsschwankungen erfolgen jedoch unter der mit den meteorologischen Faktoren sich ändernden Masse der durchstrahlten Atmosphärenschichten, dem Barometereffekt (42). Er beträgt einige Prozente der mittleren Strahlenstärke für 1 cm Barometerstandsänderung, ist größer für weicheres als für härteres Strahlungsgemisch, daher von der Vorfilterung bzw. Höhenlage des Beobachtungsortes und Richtung der einfallenden Strahlen abhängig.

Er ist aber auch, was Kolhörster und Tuwim l. c. besonders betonten und Messerschmidt und Pforte (43) darauf experimentell bestätigen konnten, wegen der großen Durchdringungsfähigkeit also der sehr langen Luftwege der Strahlen von der Lage der barometrischen Zyklonen zum Beobachtungsort abhängig.

Da der Barometereffekt aus dem unkorrigierten, den angeführten Schwankungen unterliegenden Beobachtungsmaterial abgeleitet werden muß, sind größere Schwankungen von vornherein zu erwarten. Noch heute ergeben selbst Dekadenmittel Änderungen von ± 40 Proz. der Absolutwerte. Nach den Potsdamer Registrierungen sind die Änderungen oft durch die Schwankungen zweiter Art bedingt.

Periodische Schwankungen.

Die Erforschung der periodischen Schwankungen wird durch die unperiodischen, besonders durch den stark wechselnden Barometereffekt, zu einer außerordentlich schwierigen Frage, für deren erfolgreiche Bearbeitung die restlose Klärung dieses Effektes Voraussetzung sein dürfte. Jedenfalls kann wegen der bis heute noch wenig befriedigenden Ergebnisse über Periodizitäten nur ganz allgemein berichtet werden, wobei die soeben veröffentlichte Zusammenstellung von Heß und Steinmaurer (44) herangezogen sei, welche Material vom Hafelekar (2300 m Seehöhe) bringt. Die Station gehört zu denjenigen, welche sich zu gemeinschaftlicher Beobachtung mit einheitlicher Apparatur zunächst für das Polarjahr zusammengeschlossen haben: Åbisko (Corlin), Amsterdam und Bandoeng (Clay), Innsbruck und Hafelekar (Heß), Kapstadt (Schonland), Königsberg (Steinke), Potsdam (Kolhörster), Valencia (Nolan). Es ist jedoch zu hoffen, daß diese Gemeinschaftsarbeit weiter fortgesetzt wird, so daß ein Beobachtungsdienst sich daraus entwickelt, wie er für den Erdmagnetismus schon seit langem besteht.

Heß und Steinmaurer (44) erhalten für den Barometereffekt im Dekadenmittel unregelmäßiger Schwankungen bei 10 cm Bleipanzerung um ± 45 Proz., bei ungefilterter Strahlung um ± 27 Proz., im Drei-Monatsmittel etwa ± 7 Proz. bzw. ± 12 Proz. Die Reduktion auf gleichen Barometerstand wird daher, je nachdem Dekaden oder Drei-Monatsmittel verwendet werden, verschiedene Einzelwerte ergeben. Die Autoren haben beide Reduktionen für eine Sechs-Monatsperiode ausgeführt und aus den so reduzierten Einzelwerten den mittleren Tagesgang und die Monatsmittel bestimmt. Beim täglichen Gang zeigen die Mittelwerte kaum wesentliche Unterschiede, bei vier einzelnen Monatsmitteln sind sie ebenfalls gering, bei den beiden restlichen dagegen beträchtlich. Die Unsicherheit der Korrektion wirkt sich also in den Tagesmitteln nicht allzu schlimm aus, aber erst weiteres Material wird sichere Aussagen zulassen.

Bemerkenswert ist die manchmal recht hohe Korrelation zwischen Intensität und Barometerstand. Die Potsdamer Messungen zeigen dies vielleicht noch stärker: im Pentadenmittel sind Korrelationskoeffizienten bis −0,99 gefunden worden. 70 Proz. aller bisherigen Werte bei geschlossenem 10-cm-Bleipanzer liegen zwischen −0,85 und −1,00. Vielleicht ist dies dem Potsdamer Betonpanzer zuzuschreiben, der Erdstrahlungsschwankungen fast völlig unterdrückt. Die hohen Korrelationen sprechen für einen reinen Absorptionseffekt, so daß umgekehrt den niedrigen Korrelationen irgend eine reelle Bedeutung zukommen wird. Diese treten in Potsdam bisher immer mit Schwankungen zweiter Art auf, die mit Störungen der erdmagnetischen Elemente parallel zu gehen scheinen, worauf bereits Corlin (45) hinwies. Nebenbei sei bemerkt, daß unsere Altbleipanzer von etwa 150 Jahren Alter gegenüber den Neubleipanzern, deren Alter auf 10 bis 20 Jahre zu schätzen ist, 4 Proz.

weniger Reststrahlung ergeben, so daß hiermit die Strahlung von Neublei wiederum bewiesen wurde.

Schließlich seien noch die Ergebnisse von Heß und Steinmaurer (l. c.) bezüglich der verschiedenen Einflüsse auf die Intensitäten kurz zusammengefaßt. Sie können als Stichprobe für die zur Zeit obwaltenden Verhältnisse auch hier dienen.

Abgesehen von „inneren", auf die Apparatur direkt wirkenden thermischen Einflüssen, die bei allen früheren Messungen wohl doch nicht genügend beachtet worden sind, finden Heß und Steinmaurer auch „äußere" Temperatureffekte, bei 10 cm Bleipanzerung — $0{,}97^0/_{00}$-Grad (Steinke $-1^0/_{00}$-Grad und Messerschmidt bei ungefilterter Strahlung $+3^0/_0$-Grad). Die Monatsmittel der Intensität schwanken unregelmäßig im Jahresverlauf, um einige Hundertstel I. Die Tageswerte (7 bis 18 h) sind um $2^0/_{00}$ ungeschirmt um $3{,}6^0/_{00}$ größer als die Nachtwerte (19 bis 6 h). Der tägliche Gang nach MEZ. zeigt mehrere Maxima, darunter zwei wohl reelle in den frühen Nachmittags- und Morgenstunden, auch ungeschirmt und dann mit größerer Amplitude bei verspätetem Morgenmaximum (7 h). Der Unterschied der sternzeitlichen Schwankungen (geschirmt bis $2^0/_{00}$, ungeschirmt bis $2{,}6^0/_{00}$) ist also am Hafelekar nicht viel kleiner als der der sonnenzeitlichen Periode. Eine endgültige Entscheidung für oder gegen die Existenz periodischer Schwankungen dürfte jedoch bisher noch nicht erbracht sein.

Höhenverteilung.

Die Höhenverteilung der Strahlung in der Troposphäre ist seit 1914 in großen Zügen quantitativ bekannt (46). Sie wurde neuerdings durch die Potsdamer Aufstiege bis 9,7 km Höhe bestätigt und auf die Stratosphäre bis etwa 27 km ~ 18 mm *Hg* ausgedehnt durch die Registrieraufstiege Regeners (47), bis 16 km durch den dritten Freiballonaufstieg von Piccard und Cosyns (48), während der zweite Aufstieg Piccards mit Kipfer nur einige Einzelwerte geliefert hatte (49). Die Ergebnisse sind teils mit Kolhörster-Strahlungsapparaten von 2,5 mm Eisenwandung, 4 Liter Luftfüllung bei einer Atmosphäre (Kolhörster, Suckstorff, Piccard und Cosyns), teils mit einer Druckionisationskammer bei 10 Atm.-Kohlensäure (Piccard und Cosyns), teils Regener-Registrierern (Regener) von 0,5 mm Messingwandung, 2,1 Liter Inhalt mit Luft von einigen Atmosphären Überdruck erhalten worden. Regeners Werte schließen sich mit ihren experimentell gewonnenen Korrektionen vollkommen an Kolhörster an, Piccard und Mitarbeiter geben etwas höhere Werte als Regener.

Über seine neuesten Ergebnisse mit ihren Einzelheiten und Folgerungen wird Herr Regener hier selber vortragen, so daß nur einige Zahlenangaben zur Vervollständigung unserer Übersicht gegeben zu werden brauchen, wie sie sich aus diesen Messungen ergaben (50). Der Energiestrom der gesamten Höhenstrahlung wird zu $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ Erg. cm^{-2} sec^{-1} geschätzt, äquivalent mehreren Hundert α-Teilchen cm^{-2} sec^{-1}, ihre an der Grenze der Atmosphäre einfallende Energie ist etwa so groß, wie sie dort in Form von Licht und Wärme von allen Fixsternen einstrahlt. Auf die ganze Erdoberfläche überträgt die Höhenstrahlung $1{,}8 \cdot 10^{16}$ Erg.sec^{-1} oder 2,4 Millionen PS. Die gesamte Höhenstrahlungsenergie ist also gar nicht so unbeträchtlich; sie bleibt aber für unsere Instrumente üblicher Dimensionen deswegen so schwer meßbar, weil sie in einzelnen Energieklumpen einfällt, so daß nur eine relativ geringe Anzahl das Zählrohr durchsetzen oder die Energieabspaltung im allgemeinen nur schwache Wirkungen in der Ionisationskammer auslöst.

Für das weitere Studium des Intensitätsverlaufs in der Stratosphäre ist nach Kuhlenkampff (51) der Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Wirkung der Sekundärstrahlen sehr zu beachten, ebenso nach Clay die Rückdiffusion und Kimmtiefe (52). Alle drei Einflüsse, die erhöhte Intensität vortäuschen können, betont, wohl zutreffend, Zanstra (53).

Die von Potsdam begonnene neue systematische Vermessung der Troposphäre (54) auf Funktürmen bis 300 m, bei Flugzeugaufstiegen über Land und Wasser bis 6 km, bei Freiballonaufstiegen bis 9,7 km, hat ein sehr ins einzelne gehende Beobachtungsmaterial für diese Höhen ergeben. Ein neuer, mit der Höhe zunehmender noch ungeklärter Einfluß von Störstrahlen, die sich vornehmlich in Sperrschichten vorfinden, konnte nachgewiesen werden. Die Durchdringungsfähigkeit der Störstrahlen dürfte etwa der von Gammastrahlen radioaktiver Substanzen gleich sein. Ihre Zunahme mit der Höhe scheint von den Witterungsbedingungen beeinflußt zu werden. Dann aber macht ihre Deutung als von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens stammend, noch erhebliche Schwierigkeiten, besonders wegen der mit der Höhe anwachsenden und großen Strahlungsstärken. Wenn es sich nicht doch noch um Sekundärerscheinungen der weichsten Höhenstrahlungsanteile handelt, wären auch noch unbekannte Strahlen nicht völlig auszuschließen. Zur weiteren Klärung sind Aufstiege mit Ionisationskammern und Edelgasfüllung begonnen worden

(Masuch). Seine Sonderuntersuchung (55) hatte nämlich gezeigt, daß gerade bei den Edelgasen der Unterschied in der Ionisierungsstärke durch radioaktive bzw. Höhenstrahlen schon am Erdboden mit der Atomnummer bedeutend zunimmt. Die Potsdamer Ergebnisse mit Edelgasen sind erst neuerdings bezüglich Argon bestätigt worden (56), entgegen früheren Angaben amerikanischer Beobachter, z. B. Millikan.

Über das Verhalten der Durchdringungsfähigkeit der Strahlen mit der Höhe ergibt sich als neu, daß die weichen Strahlen unter 2 bis 1 km Höhe schnell verschwinden und daß an der großen Inversion besonders starke Störungen auftreten. Auch zwischen 6 bis 7 km zeigen sich wieder die Abweichungen vom normalen Verlauf, wie sie Kolhörster und später Piccard fanden. Wieweit hieran meteorologische Einflüsse und Störstrahlen, also nicht die Höhenstrahlen selbst, wieweit Übergangseffekte als Wirkung der Höhenstrahlung beteiligt sind, ist noch nicht zu entscheiden; vielleicht tritt beides auf, rechnet doch die Dicke der Übergangsschichten in Luft für so energiereiche Strahlen nach Kilometern. Bis auf eine Messung Piccards mit einem Zählrohr, die aber nicht weiter diskutiert wurde, sind alle Ergebnisse über die Höhenverteilung nur mit Ionisationskammern gewonnen worden. Sie beziehen sich also auf das gesamte einfallende Strahlengemisch mit Bevorzugung der weichsten Strahlen. Deshalb könnten entsprechende Zählrohrmessungen, am besten unter Verwendung von Koinzidenzen, besonders aufschlußreich werden.

Das Eindringen der Höhenstrahlung in Materie ist am genauesten bei Wasser bisher bis zu 230 m Tiefe verfolgt worden (57). Noch tiefere Messungen mit wesentlich neuen Ergebnissen gelangen vor kurzem (58). Reststrahlungsmessungen im Berlepschschacht zu Staßfurt in verschiedenen Tiefen, aber gleicher Steinsalzformation hatten bereits eine Abnahme der Ionisierungsstärke noch bis zur dritten Sohle angedeutet, trotz Korrektur auf den chemisch analysierten Kaliumgehalt (59). Weitere Messungen mit dem vertikalen Zählrohreffekt bestärkten die Vermutung, daß in der ersten Sohle noch Höhenstrahlen vorkommen (60), aber erst jetzt konnte durch Koinzidenzmessungen der sichere Nachweis hierfür erbracht werden. Die Versuche wurden in analoger Weise ausgeführt wie ich seiner Zeit die Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlen gefunden hatte (61). Es ergaben sich mit der benutzten Zählrohr-„Ⓦ"-Anordnung noch 5,29 systematische Koinzidenzen in der Stunde aus der Vertikalen, während aus der Horizontalen 0,415 in der Stunde gemessen wurden. Dieselbe Anordnung zeigte in der vierten Sohle bei 1000 m Wasseräquivalent — d. h. an der Stelle, an welcher wir schon seit Jahren unsere Reststrahlungsbestimmung ausführen — über drei Stunden Meßdauer keine einzige systematische Koinzidenz. Sofern die früheren Andeutungen mit Ionisationskammern zutreffen — was nunmehr ebenfalls durch Koinzidenzmessungen geprüft werden soll —, dürften die Höhenstrahlen sogar noch bis 700 und 800 m Wasseräquivalent durchdringen. Die hier gefundenen härtesten Strahlen durchsetzen noch mehr als 50000 g · cm^{-2} (Massenabsorptionskoeffizient etwa $(\mu/\varrho)_{H_2O} < 5 \cdot 10^{-5}$ cm^2 g^{-1}. Sie besitzen Minimalenergien $> 10^{11}$ e-Volt, während analoge Schätzungen am Boden bisher $> 2 \cdot 10^9$ e-Volt ergeben hatten. Mit der bekannten Beziehung $h\nu = mc^2$ würde die äquivalente Masse eines einzelnen Strahles etwa $6 \cdot 10^{-22}$ g, also rund das 300- bis 400fache der Masse des Wasserstoffatoms ($1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g) betragen. Keine der bisher zur Erklärung der Höhenstrahlen herangezogenen denkbar größten Energiequellen würde zu ihrer Erzeugung ausreichen. Diese koinzidierenden Strahlen sind trotz der durchsetzten Schichtdicke noch überwiegend vertikal gerichtet. Damit sind nunmehr bei 10 m Wasseräquivalent (am Erdboden) ebenso wie bei 500 m Wasseräquivalent absorbierender Masse korpuskulare Strahlen mit gleicher Methode nachgewiesen. Sie übertreffen die bisher härtesten Komponenten um mindestens das Vierfache an Durchdringungsfähigkeit.

Den Geophysiker dürfte an diesen Strahlen interessieren, daß, abgesehen von ihrer im Augenblick noch zu gering erscheinenden Anzahl, nunmehr Höhenstrahlen nachgewiesen sind, welche die Energien und Eigenschaften besitzen, die nach Schweidler (62) von einer bisher nur hypothetischen Korpuskularstrahlung verlangt werden, welche die negative Ladung der Erde aufrechterhalten kann.

Sekundärstrahlen. Übergangseffekte.

Bei Intensitätsmessungen mit Ionisationskammern hinter Absorbern verschiedener Ordnungszahl verläuft die Absorptionskurve mit zunehmender Dicke zunächst glatt. Beim Übergang zu einem Medium anderer Ordnungszahl zeigen sich bis zu einer bestimmten Dicke der Grenzschicht Störungen im Absorptionsverlauf, bis schließlich der für das zweite Medium normale Verlauf sich einstellt. Die Dicke der Übergangsschicht beträgt etwa 10 bis 20 cm Wasser oder 1 bis 2 cm Blei. Diese Übergangseffekte wurden zuerst von Hoffmann (63), dann von Steinke (64), Myssowsky und Tuwim (65)

und besonders genau von Schindler (66) untersucht. Schon Bothe erklärte (67) diese Übergangseffekte als Wirkung sekundärer Korpuskularstrahlen, welche die Höhenstrahlung in der absorbierenden Materie erzeugt. Eine kritische Deutung durch Sekundärstrahlen gab Heisenberg (68), und Johnson (69) folgert aus Schindlers Material unter der Annahme nicht direkt ionisierender Primärstrahlen, wenn sie, ebenso wie die Sekundären, nach einfachem Exponentialgesetz absorbiert werden: bei Absorption der primären Höhenstrahlen entstehen sekundäre. Primäre werden stärker von Elementen niederer, sekundäre von Elementen höherer Ordnungszahl absorbiert. Elemente höherer Ordnungszahlen erzeugen mehr, Elemente niederer Ordnungszahlen härtere Sekundärstrahlen. Diese Folgerungen stimmen im großen und ganzen überein mit den von Rossi bei Zählrohruntersuchungen erhaltenen.

Sekundäre durch Mehrfachkoinzidenzen.

Es gelang Rossi, die von Höhenstrahlen in Materie erzeugte Sekundärstrahlung mit dreifach koinzidierenden Zählrohren direkt nachzuweisen (70). Seine neuesten Ergebnisse (71) zeigen, daß diese Sekundärstrahlen mit Schauern verbunden auftreten müssen, wie die Nebelkammerversuche von Blackett und Occhialini sie direkt erkennen lassen (72). Bei dünnen Schichten von Blei, Eisen und Aluminium gleichen Gewichtes cm^{-2} treten die Schauer etwa im Verhältnis 4:2:1 auf, also häufiger bei Elementen höherer Ordnungszahl. Ihre Anzahl ist von der Dicke des Absorbers abhängig, bei Blei nimmt sie bis 20 g/cm² (2,5 cm Dicke) zu und darauf schnell ab, so daß sie bei 100 g/cm² (= 12 cm Dicke) noch etwa die Hälfte des Maximalwertes beträgt. Die schauererzeugende Strahlung hat also in Blei eine Reichweite von nur einigen Zentimetern und kann deswegen mit der primären Höhenstrahlung nicht identisch sein. Bei noch größeren Schichtdicken nimmt die Strahlung weiter, aber langsamer, ab. Es sollten mithin neue schauererzeugende Strahlen im Absorber entstehen. Diese sind deshalb als Sekundärstrahlen der Höhenstrahlung anzusprechen. Das Verhältnis ihrer Anzahl zu der der primären im Gleichgewicht, ihre Gleichgewichtsanzahl, ist drei- bis vierfach größer in Luft als in Blei. Die Sekundärstrahlen werden stärker absorbiert ebenso wie erzeugt in Elementen höherer Ordnungszahl. Die Absorption der Sekundärstrahlen vollzieht sich wohl überwiegend unter der Bildung von Schauern, und dies erklärt erst, wieso die Sekundärstrahlen, die immerhin Energien von Milliarden *e*-Volt besitzen, schon durch wenige Zentimeter Blei absorbiert werden können, was in der sonst üblichen Weise unmöglich wäre. Nach Art der Absorption der primären Strahlen ist es plausibel anzunehmen, daß die Erzeugung der Sekundärstrahlen in allen Elementen ungefähr gleich groß ist; infolge ihrer stärkeren Absorption in schweren Elementen ist dann ihre Gleichgewichtsanzahl in diesen kleiner als in leichtatomigen. Am Erdboden enthält die aus dem Zenith kommende Höhenstrahlung nach Rossi etwa 25 Proz. Sekundäre, aus geneigten Richtungen bilden die Sekundären den Hauptanteil. Ihr Prozentsatz deutet darauf hin, daß sie in einem Medium niederer Ordnungszahl, also in diesem Falle in der Atmosphäre, entstanden sind.

Nebelkammeraufnahmen und die Energie der Strahlen.

Ein besonders anschauliches Bild dieser Sekundärvorgänge liefern Nebelkammeraufnahmen. Sie bieten bei ausreichender Stärke des Magnetfeldes gleichzeitig den Vorteil genauer Energiemessungen. Skobelzyn schätzte die Energie der von ihm bei Magnetfeldern von 1500 Gauß photographierten Bahnspuren auf mehr als 10^7 *e*-Volt. Das Auftreten der von ihm zuerst beobachteten Mehrfachbahnen führte er auf Sekundärstrahlen zurück, welche in den Wandungen der Kammer entstanden sind, was nach W. Heisenberg (73) zutreffen dürfte.

Die Untersuchungen sind dann im größten Maßstabe von Anderson und Millikan (74) mit Magnetfeldern bis zu 18000 Gauß und mit verbesserten Methoden von Kunze (75) weitergeführt worden mit dem Ergebnis, daß immer energiereichere Bahnspuren gefunden wurden. Nach Millikan und Anderson besitzen neun Zehntel aller Bahnen Energien zwischen $2 \cdot 10^7$ bis $5 \cdot 10^8$ *e*-Volt, nur ein Zehntel 10^9 *e*-Volt; Kunze kommt zu ähnlichen noch etwas höheren Werten (bis $2 \cdot 7 \cdot 10^9$ *e*-Volt meßbar, bis $9{,}2 \cdot 10^9$ *e*-Volt geschätzt), findet aber in der Häufigkeitsverteilung der Energien ein monoton abfallendes Kontinuum, in welchem die Energien des Kernaufbaues von Helium, Sauerstoff, Silizium und Eisen (R. A. Millikan) in keiner Weise auch nur angedeutet vorkommen. Positive Teilchen scheinen bei beiden Versuchsreihen etwas häufiger als negative Teilchen aufzutreten. Nach Anderson und Kunze haben einige positive Teilchen viel kleinere als Protonen-, etwa Elektronenmasse (Positronen). Auch hier scheint es sich noch in der Hauptsache um Ergebnisse an Sekundärstrahlen zu handeln, besonders wenn man die aus anderen Beobachtungen folgenden viel höheren Energieschätzungen berücksichtigt.

Um die geringe, mit Nebelkammern erzielbare Ausbeute zu verbessern (nur 5 Proz. aller Aufnahmen zeigen Höhenstrahlenspuren), haben Blackett und Occhialini (76) ähnlich wie Johnson, Fleisher und Street (77) die Koinzidenzen mit Zählrohren zur Auslösung der Nebelkammeraufnahmen benutzt, wodurch bei ihrer Anordnung besonders häufig Mehrfachbahnen oder sogenannte Schauer photographiert werden. Blackett und Occhialini erhielten eine Ausbeute an Einzelstrahlen von etwa 70 Proz. Der größte Teil dieser Bahnen wurde von dem 2000 Gauß starken Magnetfeld nicht merklich abgelenkt, besaß also ein $Hg > 10^6$ Gauß-cm^{-1} oder als Elektronen einer Energie größer als $3 \cdot 10^8$ e-Volt, die übrigen aus den Kammerdimensionen berechneten Energien gingen bis zu etwa $5 \cdot 10^6$ e-Volt herab. Das Überraschendste war die große Mannigfaltigkeit in den Schauern, die infolge der Anordnung viel häufiger, nämlich ein Schauer auf je 30 Einzelbahnen, als sonst, auftreten. Bis zu über 20 einzelne Bahnspuren wurden in den Schauern gezählt, die manchmal von einem einzigen Punkt innerhalb oder außerhalb der Kammer auszugehen scheinen. In den Schauern sind negative Teilchen häufiger, von den positiven haben manche Elektronenmasse, obwohl auch Protonen, aber nicht überwiegend, auftreten wie bei Anderson und Kunze. Die Schauer sollen wahrscheinlich bei Kernzusammenstößen entstehen, die von Teilchen oder Protonen hoher Energie im Höhenstrahlengemisch herrühren. Es ist möglich, daß die Schauer die Stöße hervorrufen, wenn auch die bisher beobachteten noch nicht die sonst für diese Stöße gemessenen Ionenzahlen erreichen. Vielleicht aber geben die Aufnahmen wegen der flachen Nebelkammer noch nicht alle Strahlen eines Schauers wieder, so daß bei einem Schauer noch mit höherem Energieumsatz zu rechnen ist und die bei Stößen gemessene Ionenzahl dann doch erzielt wird. Die Schauer können ihrer Richtung und ihres Auftretens wegen nicht von run-away electrons Wilsons (78) herrühren.

Die Höhenstrahlung als korpuskulare Strahlung.

Aus ihren Koinzidenzmessungen schlossen Bothe und Kolhörster (79), „daß eine Korpuskularstrahlung am Erdboden nachgewiesen worden ist, auf welche alle bekannten Wirkungen der Höhenstrahlung zurückgeführt werden können." Sie identifizierten weiter diese korpuskulare Strahlung mit der Höhenstrahlung selbst und gaben ihre voraussichtlichen Eigenschaften bezüglich Energie, Absorption und Zerstreuung an. Für die weichen Strahlen fand diese korpuskulare Auffassung bald allgemeine Anerkennung, für die durchdringenderen jedoch glaubte man noch eine primäre Wellenstrahlung annehmen zu müssen. Es ist das besondere Verdienst von Rossi, in einer Reihe von Arbeiten die Versuche von Bothe und Kolhörster nicht nur wiederholt, sondern vor allem auch immer weiter verschärft zu haben (80). Rossi benutzte Blei als Absorber und ging allmählich bis zu Dicken von 101 cm über. Er zeigte, soweit ein Vergleich mit den genauesten Absorptionsmessungen an Wasser überhaupt getrieben werden kann — allerdings blieb die noch unbekannte Änderung der spezifischen Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung (W. Kolhörster und L. Tuwim) unberücksichtigt —, daß „kein Unterschied in der Absorption der Höhenstrahlen und dieser durchdringenden Korpuskularstrahlung besteht, welcher das Vorhandensein einer Ultra-Gammastrahlung in Seehöhe beweisen würde. Jedenfalls würde es sehr schwer sein, die experimentellen Ergebnisse durch eine Wellenstrahlung erklären zu wollen." Rossi folgerte weiter, daß etwa 50 Proz. der am Beobachtungsort vorhandenen primären Korpuskularstrahlen eine Reichweite größer als 1 m Blei hat, so daß diese Strahlen die gesamte Atmosphäre durchsetzen können, die durchdringendsten wenigstens 2,5 m Blei entsprechend 25 m Wasser. Deren maximale Energie sollte nach Heisenberg (81) bereits $1{,}4 \cdot 10^{10}$ e-Volt übersteigen. Inzwischen ist durch den mit prinzipiell gleicher Versuchsanordnung geführten experimentellen Nachweis koinzidierender Strahlen (82) hinter 500 m Wasseräquivalent diese obere Energiegrenze wiederum beträchtlich erweitert worden. Es ist nicht ausgeschlossen, daß hiermit die härtesten Höhenstrahlen gefunden sind, und wenn für sie dieselben Folgerungen aus der Koinzidenzfähigkeit gelten wie für die am Erdboden auftretenden, dann sollte die gesamte Höhenstrahlung von ihrer härtesten Komponente an korpuskular sein. Jedenfalls ist bisher in der Höhenstrahlung immer nur die Wirkung ionisierender korpuskularer Strahlen direkt gemessen worden.

Literaturverzeichnis.

1) H. Geiger u. W. Müller, Naturw. **16**, 617, 1928; Physik. Zeitschr. **29**, 839, 1928.
2) D. Skobelzyn, Zeitschr. f. Phys. **54**, 686, 1929.
3) W. Kolhörster, Naturw. **16**, 1044, 1928.
4) L. Tuwim, C. R. **197**, 79, 1933.
5) L. Tuwim, Berl. Ber. 91, 360, 1931.
6) W. Kolhörster, Berl. Ber. 39, 1932.
7) W. Kolhörster, Naturw. **20**, 895, 1932.
8) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Naturw. **19**, 917, 1931; Zeitschr. f. Phys. **73**, 130, 1931; **81**, 435, 1933.

9) L. Tuwim, Berl. Ber. **23**, 830, 1931; Journ. de Phys. et le Rad. **7**, 614, 1932.
10) W. Heisenberg, Ann. Phys. **13**, 430, 1932.
11) W. Bothe u. W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **56**, 751, 1929.
12) P. S. Epstein, Proc. Nat. Ac. Sci. **16**, 658, 1930.
13) G. Lemaître u. M. S. Vallarta, Phys. Rev. **43**, 87, 1933.
14) W. Bothe u. W. Kolhörster, Berl. Ber. **26**, 450, 1930.
15) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **11**, 379, 1922. — J. Clay, Amst. Proc. **30**, 1165, 1927.
16) J. Clay u. H. P. Berlage, Naturw. **20**, 687, 1932. — A. H. Compton, Phys. Rev. **41**, 111, 681; **42**, 904, 1932; **43**, 387, 1933.
17) H. Hörlin, Nature **132**, 61, 1933.
18) Bruno Rossi, Rend. Linc. **13**, 47, 1931.
19) D. Skobelzyn, C. R. **194**, 118, 1932.
20) G. Lemaître u. M. S. Vallarta, Phys. Rev. **43**, 87, 1933.
21) Thomas H. Johnson, Phys. Rev. **43**, 834, 1933.
22) Luis Alvarez u. Arthur H. Compton, Phys. Rev. **43**, 835, 1933.
23) Thomas H. Johnson, Jour. Frankl. Inst. **214**, 689, 1932. — Thomas H. Johnson u. I. C. Street, Phys. Rev. **43**, 381, 1933.
24) Thomas H. Johnson u. E. C. Stevenson, Phys. Rev. **44**, 125, 1933.
25) J. P. F. Viljoen u. B. F. J. Schonland, Phil. Mag. **16**, 449, 1933.
26) S. A. Korff, Phys. Rev. **44**, 130, 1933.
27) Bruno Rossi, Rend. Linc. **2**, 478, 1930. — M. A. Tuve, Phys. Rev. **35**, 651, 1930. — L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **37**, 1001, 1931.
28) L. F. Curtiss, Bur. of Stand. Journ. of Research **9**, 815, 1932.
29) Bruno Rossi, Nature **128**, 300, 1931.
30) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Erg. Kosm. Phys., 2. Bd. im Druck.
31) G. Medicus, Zeitschr. f. Phys. **74**, 350, 1932. — G. Bernardini, Nature **129**, 578, 1932. — Thomas H. Johnson, Phys. Rev. **43**, 307, 1933. — Thomas H. Johnson u. E. C. Stevenson, Phys. Rev. **43**, 583, u. 775, 1933.
32) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Naturw. **20**, 657, 1932; Zeitschr. f. Phys. **84**, 629, 1933.
33) G. Bernardini, Nature **129**, 578, 1932.
34) D. Skobelzyn, Zeitschr. f. Phys. **59**, 686, 1929; C. R. **194**, 118, 1932. — Carl D. Anderson, Phys. Rev. **41**, 405, 1932.
35) W. Kolhörster, Abh. Naturf. Ges. Halle 1914; Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16**, 719, 1914. — G. A. Suckstorff, Diss., Berlin 1933.
36) G. Hoffmann u. F. Lindholm, Gerl. Beitr. 20, 12, 1928).
37) G. Hoffmann u. W. S. Pforte, Physik. Zeitschr. **31**, 347, 1930. — W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **65**, 92, 1930.
38) H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **72**, 625, 1931. — E. G. Steinke u. H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **75**, 115, 1932.
39) W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **65**, 92, 1930; 72, 511, 1931.
40) A. Corlin, Naturw. **16**, 512, 1928.
41) V. F. Heß u. R. Steinmaurer, Berl. Ber. **15**, 521, 1933.
42) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Erg. kosm. Phys. **1**, 87. Leipzig 1931.
43) W. Messerschmidt u. W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **73**, 677, 1932.
44) V. F. Heß u. R. Steinmaurer, Berl. Ber. **15**, 521, 1933.
45) A. Corlin, Lund. Obs. Circ. **2**, 34, 1931.
46) W. Kolhörster, Abh. Naturf. Ges. Halle, N. F. Halle 1914; Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16**, 719, 1914.
47) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.
48) A. Piccard u. M. Cosyns, C. R. **195**, 604, 1932.
49) A. Piccard, E. Stahel u. P. Kipfer, C. R. **195**, 71, 1932.
50) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.
51) H. Kuhlenkampff, Naturw. **21**, 25, 1933.
52) J. Clay, Amst. Proc. **36**, 63, 1933.
53) H. Zanstra, Naturw. **21**, 516, 1933.
54) G. A. Suckstorff, Berl. Diss. 1933; Naturw. **20**, 506, 1932. — W. Kolhörster, Forsch. u. Fortschr. **9**, 219, 1933.
55) V. Masuch, Zeitschr. f. Phys. **79**, 264, 1932.
56) I. I. Hopfield, Phys. Rev. **43**, 675, 1933.
57) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.
58) W. Kolhörster, Berl. Ber. 689, 1933.
59) W. Kolhörster, Ber. Preuß. Meteor. Inst. 1931. S. 34. Berlin 1932.
60) W. Kolhörster, Naturw. **20**, 895, 1932.
61) W. Kolhörster, Naturw. **16**, 1044, 1928.
62) E. Schweidler, Probl. kosm. Phys. **15**. Hamburg 1932.
63) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **82**, 413, 1927.
64) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **48**, 647, 1928.
65) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **50**, 273, 1928.
66) H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **72**, 625, 1931.
67) W. Bothe, Att. Conv. Fis. Nucleare. Reale Acc. d'Italia. Roma 1932.
68) W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **13**, 430, 1932.
69) Thomas H. Johnson, Phys. Rev. **40**, 468, 1932; **41**, 545, 1932.
70) Bruno Rossi, Physik. Zeitschr. **33**, 304, 1932.
71) Bruno Rossi, Nature **132**, 173, 1933.
72) P. M. S. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. (A) **139**, 699, 1933.
73) W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **13**, 430, 1932.
74) R. A. Millikan u. Karl D. Anderson, Phys. Rev. **40**, 325 u. 1056, 1932. — Karl D. Anderson, Phys. Rev. **41**, 405, 1932.
75) Paul Kunze, Zeitschr. f. Phys. **79**, 203, 1932; **80**, 559, **83**, 1, 1933.
76) P. M. S. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. (A) **139**, 699, 1933.
77) Thomas H. Johnson, Willis Fleisher jr. u. E. C. Street, Phys. Rev. **40**, 1048, 1932.
78) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 534, 1925.
79) W. Bothe u. W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **56**, 751, 1929.
80) Bruno Rossi, Zeitschr. f. Phys. **82**, 151, 1933.
81) W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **13**, 430, 1932.
82) W. Kolhörster, Berl. Ber. 689, 1933.

E. Regener (Stuttgart), Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre.

Mit den bereits[1]) beschriebenen selbstregistrierenden Ballonelektrometern sind weitere Messungen der Intensität der Ultrastrahlung in der Stratosphäre ausgeführt worden. Ferner wurde eine Form des Ballonelektrometers entwickelt, die mit einer offenen Ionisationskammer mit Druckausgleich mit dem äußeren Luftdruck arbeitet. Ein Aufstieg mit einer solchen Kammer läßt das Auftreten von Komponenten in der Ultrastrahlung besonders deutlich erkennen. Im folgenden gebe ich darüber einen kurzen Bericht.

I.

Fig. 1 zeigt die vier letzten Aufstiege mit der zuerst benutzten geschlossenen Ionisationskammer[2]). Die folgende Tabelle gibt die dabei erreichten Minimalluftdrucke sowie die Drucke in der Ionisationskammer.

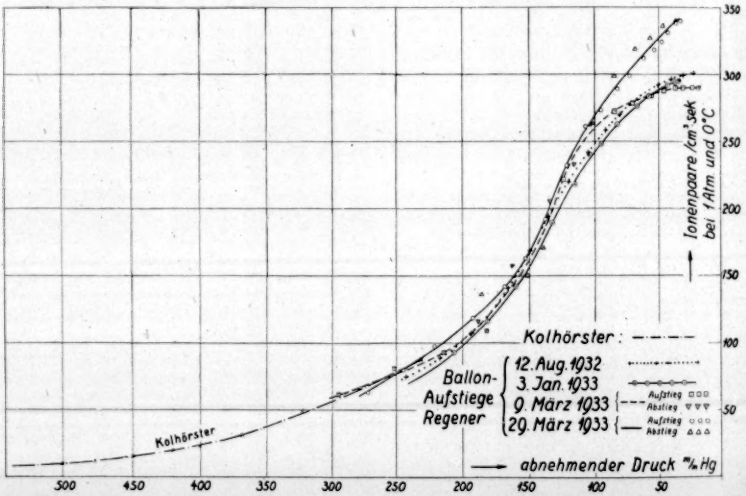


Fig. 1. Intensität der Ultrastrahlung bei vier Aufstiegen.

Tabelle.

Datum des Aufstiegs	Kleinster erreichter Luftdruck in mm *Hg*	Druck der Luft in der Kammer	Nr. des Ballonelektrometers
12. Aug. 1932	22	5.4 Atm. (0° C)	4
3. Jan. 1933	34	4.45 Atm.	5
9. März 1933	17,6	3.28 Atm.	4
29. März 1933	32	5.33 Atm.	4

Wenn man den Verlauf der Intensität der Ultrastrahlung (in J bei 0° und 760 mm ausgedrückt) bei den vier Aufstiegen untereinander vergleichen will[3]), so ist zu bemerken, daß die oberhalb 170 mm Luftdruck auftretenden Differenzen kaum reell sein dürften. Man befindet sich dort in dem Übergangsgebiet von der Troposphäre in die Stratosphäre, womit allerhand Störungen (Temperatursprünge, Inversionsschichten, Übergang in das wolkenlose Gebiet) verbunden sind. Die Meßgenauigkeit wird dadurch stark herabgedrückt. Bemerkenswert ist aber die gute Übereinstimmung aller vier Kurven in etwas größeren Höhen, etwa zwischen 170 und 120 mm Luftdruck. Besonders auffallend ist aber weiter die Tatsache, daß in noch größeren Höhen, bei Drucken unterhalb 100 mm *Hg*, drei Aufstiege gut übereinstimmen, daß dagegen der vierte Aufstieg am 29. März um so stärker von den übrigen abweicht zu je größeren

1) E. Regener, Naturw. **20**, 695, 1932; Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.

2) Abbildungen davon: Fig. 8–15, diese Zeitschrift l. c.

3) Die in Fig. 1 angegebenen Absolutwerte der Intensität liegen etwas niedriger als in der früheren Mitteilung in dieser Zeitschrift (l. c.), da die Kapazität der Instrumente an eine genauere, von Herrn J. Clay freundlicherweise überlassenen Kapazität angeschlossen werden konnte.

Höhen man kommt. Es fällt schwer, diesen Unterschied auf Versuchsfehler zu schieben. Denn in mittleren Höhen stimmt auch dieser Aufstieg mit den übrigen gut überein. Außerdem war die Registrierung am 29. März besonders gut gelungen. Der Aufstieg ging langsam vor sich, so daß viele Registrierpunkte erhalten wurden; auch der Abstieg (nach Platzen des einen der beiden Ballone) konnte noch gut ausgemessen werden; die Registrierpunkte beim Auf- und Abstieg (siehe Fig. 1) stimmen ziemlich gut überein; die Druckmessung war ausreichend genau, da sie durch zwei Aneroiddosen festgelegt war (das zweite Aneroid mit unterdrücktem Nullpunkt fing erst unterhalb 100 mm *Hg* Druck an auszuschlagen); durch Doppelvisierung mit zwei Theodoliten von einer 3,5 km langen Basis war außerdem die Höhe, bzw. der Druck besonders bestimmt worden; außerdem waren bei diesem Aufstieg dank des verbesserten Temperaturschutzes die Temperaturänderungen, während die Ballone sich in der Stratosphäre befanden, recht klein – während einer Stunde änderte sich die Temperatur des Instrumentes nur langsam von $+6{,}5°$ auf $+11°$ C (wegen vermehrter Einstrahlung in der Stratosphäre). Sieht man die verstärkte Strahlung in den größeren Höhen beim vierten Aufstieg als reell an, so kann man die Ursache dafür nur in den Begleitumständen des Aufstieges an diesem Tage suchen. Da beim Aufstieg am 29. März der Mond hoch am Himmel stand, bei den übrigen aber nicht oder wenigstens sehr tief am Himmel war, könnte man vielleicht an eine Radioaktivität des Mondes denken. Denn die γ-Strahlung der gewöhnlichen radioaktiven Körper könnte, von außen kommend, in die Höhen oberhalb 20 km schon zu merklichen Teilen in die Atmosphäre eindringen. Eine kleine Rechnung zeigt aber, daß man dem Mond eine ganz unwahrscheinlich hohe Radioaktivität zuteilen müßte, wenn diese die Ursache für den Überschuß der Strahlung am 29. März bilden sollte. Diese Erklärungsmöglichkeit scheidet also wohl aus. Da Beziehungen zwischen Ultrastrahlungsintensität am Erdboden und Erdmagnetismus bereits bekannt[1]) sind, wurde den magnetischen Verhältnissen an den Aufstiegstagen nachgeforscht. Die von Prof. Nippoldt freundlichst überlassenen Registrierungen (Fig. 2) aus Potsdam-Niemegk (Nordkomponente, ungefähr gleich der Horizontalintensität) zeigen in der Tat am 29. März 1933 eine wesentlich stärkere Unruhe als an den anderen Tagen. Man wird natürlich weitere Messungen abwarten müssen, bevor man den Zusammenhang als reell ansehen darf. Auch wird noch festzustellen sein, ob die Störung am 29. März 1933 auch an anderen Orten und nicht

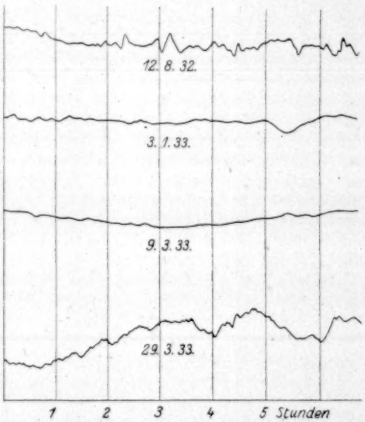


Fig. 2. Magnetische Schwankungen zu der Zeit der Aufstiege.

nur in Potsdam aufgetreten ist. Man kann auch daran denken, daß im Zusammenhang mit der magnetischen Störung vielleicht ein Sonnenfleck am 29. März 1933 eine zusätzliche weiche (da nur in den größeren Höhen beobachtete) Strahlung geliefert hat. Als weitere Erklärungsmöglichkeit kann man vielleicht das sporadische Auftreten von kosmischem Staub heranziehen, der vielleicht durch Radioaktivität, vielleicht durch vermehrte Streustrahlung eine Erhöhung der Intensität geben kann[1]).

II.

Das Arbeiten mit einer offenen Ionisationskammer, bei der sich der Druck beim Aufstieg in der Atmosphäre immer mit dem äußeren Luftdruck ausgleicht, hat folgende Vorteile:

1. Wenn beim Aufstieg die Kammer unter geringen Druck kommt, ist Sättigungsstrom sehr vollkommen erreicht, während bei den üblichen geschlossenen Kammern bei den meist höheren

1) Breiteneffekt: J. Clay, Naturw. **21**, 43, 1933. Zusammenhang zwischen magnetischen Störungen und Ultrastrahlungsschwankungen: A. Corlin, Lund, Observatory Circular **1**, 3, 1931 und insbesonders neuerdings: W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **85**, 334, 1933.

1) A. Wigand, Phys. Zeitschr. **18**, 1, 1917 und F. Linke, Meteorol. Zeitschr. **33**, 157 u. 510, 1916. Erhöhte durchdringende Strahlung am Erdboden beim Durchgang des Halleyschen Kometen, Mai 1910.

Drucken da sauftretende Sättigungsdefizit[1]), das aus verschiedenen Ursachen entspringen kann, experimentell bestimmt werden muß. Außerdem ist mit dem Sättigungsdefizit das Auftreten von Raumladungen verbunden, das zu störenden Temperatureffekten Anlaß gibt[2]).

2. Mit einer geschlossenen Ionisationskammer ist es schwer möglich, den ganzen Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung vom Erdboden bis zur Grenze der Atmosphäre mit gleichbleibender Genauigkeit zu verfolgen, da sich die Intensität im Verhältnis von 1:150 ändert. Unsere Intensitätskurven in Fig. 1 sind infolgedessen unterhalb 10 km recht ungenau, da die Empfindlichkeit unserer Registrierelektrometer auf die größeren Intensitäten in größeren Höhen eingestellt war. Bei einer offenen Ionisationskammer variiert der gemessene Strom vom Erdboden bis zu großen Höhen nur zwischen 1 bis 5, ist also über den ganzen Bereich mit einem passend empfindlichen Elektrometer bequem zu erfassen.

3. E. Lenz[3]) hat gezeigt, daß man das Vorhandensein von diskreten Komponenten in einem Strahlengemisch unabhängig von einer Annahme über die Natur der Strahlung dadurch sinnfällig machen kann, daß man die sogenannte „deformierte Intensitätskurve" bildet, die man dadurch findet, daß man jeden Wert der beobachteten Intensitätskurve mit der durchstrahlten Masse[4]) multipliziert. Bei homogener Strahlung tritt dann in der „deformierten" Kurve nur ein Maximum auf, bei mehreren diskreten Komponenten eines Strahlengemisches gibt es dagegen entsprechend viele „Buckel". Aus dem Auftreten solcher Buckel in der von uns mit dem geschlossenen Ballonelektrometer gefundenen Intensitätskurve, nachdem dieselbe durch Multiplikation mit dem Druck deformiert war, hat Lenz auf das Vorhandensein von drei Komponenten der Ultrastrahlung in der Atmosphäre geschlossen[5]). Die mit dem geschlossenen Ballonelektrometer gefundene Intensitätskurve ist aber, wie oben erwähnt, nur bei Drucken unterhalb von 200 bis 300 mm hinreichend genau, während die mit der offenen Kammer gemessene Kurve vom Erdboden bis zu großen Höhen mit merklich gleicher Genauigkeit erhalten werden kann. Die in der offenen Kammer gemessenen Ionisationswerte sind zudem direkt die „deformierten" Intensitätswerte, da die beobachtete Ionisation in der offenen Kammer um so viel kleiner ist als die in der geschlossenen Kammer gemessene auf eine Atmosphäre umgerechnete Intensität, als der Luftdruck kleiner ist als eine Atmosphäre. Eine Korrektion ist nur nötig, wenn die offene Kammer eine andere Temperatur als 0° hat. Dann muß mit dem Dichteverhältnis auf 0° reduziert werden. Die offene Kammer ist also sowohl zur Aufnahme der ganzen Intensitätskurve (nach Umrechnung der gemessenen Ionisationswerte auf eine Atmosphäre) vom Erdboden bis zur großen Höhe, wie speziell auch zur direkten Aufzeichnung der deformierten Intensitätskurve zwecks Auffindung der Komponenten geeignet. Die geschlossene Kammer dagegen wird wegen ihres leichten Gewichtes vorzuziehen sein, wenn es sich speziell darum handelt, den Intensitätsverlauf in den größten erreichbaren Höhen festzustellen. Sie ist hierfür empfindlicher. Die offene Kammer gibt mit Luft gefüllt auch direkt die Ionisierungsstärke in der freien Atmosphäre, natürlich unter Berücksichtigung eventueller Temperaturdifferenzen der Kammer gegen die Atmosphäre.

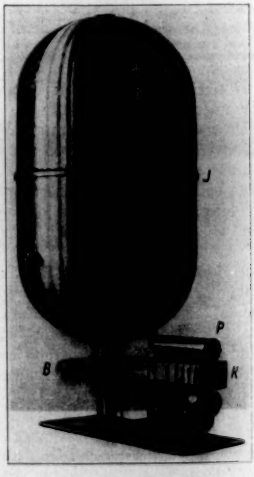


Fig. 3. Offenes Ballonelektrometer.

Fig. 3 zeigt das zweite von uns gebaute offene Ballonelektrometer. Die Ionisationskammer J aus 0,3 mm dickem Aluminium hat 105 Liter

1) Vgl. Fig. 2 bei E. Körner, Zeitschr. f. Phys. **85**, 442, 1933.
2) Vgl. B. Groß, Zeitschr. f. Phys. **80**, 125, 1933.
3) E. Lenz, Zeitschr. f. Phys. **83**, 194, 1933.
4) In der Atmosphäre kann dafür der Druck genommen werden.
5) Die zwei weiteren, noch härteren Komponenten lassen sich wegen ihrer geringen Intensität nur durch Analyse der Messungen unter Wasser finden. W. Cramer, Zeitschr. f. Phys. **85**, 411, 1933.

Inhalt und eine zentrale Elektrode. (Die erste Kammer mit 22 Liter war nicht empfindlich genug.) Das Elektrometer (Gehäuse ganz aus Invar) ist unter der Kammer angebaut und gegen dieselbe durch Quarz abgeschlossen. Das Elektrometergehäuse ist auf 20 mm Hg Druck evakuiert. Diese Anordnung gab weitgehende Unabhängigkeit von Temperaturänderungen. B ist das Beleuchtungsrohr für das Elektrometer, K das Kamerarohr, an dessen Kassettenseite die beiden Aneroidzeiger (normales Aneroid und „Spätanlaufaneroid"), ebenso der Temperaturzeiger sichtbar ist. Durch das mit P_2O_5 gefüllte Rohr P kommuniziert die Ionisationskammer mit der freien Atmosphäre.

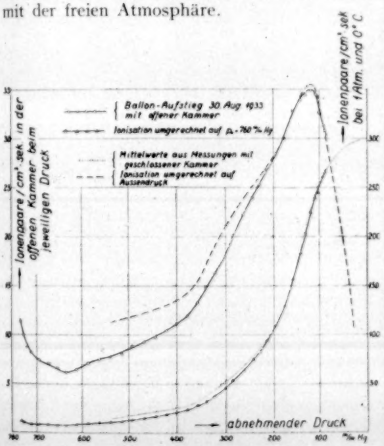


Fig. 4. Aufstieg mit offener Ionisationskammer.

Die obere ausgezogene Kurve in Fig. 4 zeigt die mit einer solchen offenen Kammer am 30. August 1933 direkt gemessene Ionisationskurve. Diese Kurve, gleichzeitig auch „deformierte" Intensitätskurve, zeigt ein Maximum bei 120 mm, einen Buckel bei 250 und einen weiteren bei etwa 550 mm Luftdruck, entsprechend den auch von Lenz gefundenen, mit W_2, W_1 und M bezeichneten Komponenten. Zwischen 740 und 640 mm fällt die Kurve ab wegen der Abnahme der radioaktiven, von der Erde herkommenden Strahlung. Dies sieht man deutlich, wenn man durch Multiplikation mit dem Druckverhältnis p_{760}/p [1]) die Ionisationskurve in die Intensitätskurve umrechnet. Die Intensität sinkt dann bis 640 mm Luftdruck. In ihrem oberen Teile stimmt die umgerechnete Kurve wieder sehr gut mit der früheren, direkt mit den geschlossenen Ballonelektrometern gemessenen Kurve überein (gestrichelte untere Kurve.) Die Abweichung der gestrichelten Kurve zwischen 200 und 500 mm ist zuungunsten der Messungen mit der geschlossenen Kammer auszulegen, da, wie bereits erwähnt, die offene Kammer in diesem Gebiet genauer arbeitet. Deswegen liegt auch die früher durch Umrechnung gefundene „deformierte" Kurve (obere gestrichelte Kurve) in ihrem unteren Teile beträchtlich höher als die jetzt direkt gemessene Kurve. Es ist aber zu bemerken, daß an der gemessenen Kurve noch nicht die Reduktionen auf 0° angebracht sind, da die Temperatur der Ionisationskammer bei dem Aufstieg am 30. August noch nicht gut erfaßt werden konnte [2]). Bei weiteren Aufstiegen wird sich dieser Mangel unschwer beheben lassen. Auch die Restionisation muß noch (auch in Abhängigkeit vom Druck) bestimmt werden. Die Kurven (Fig. 4) sind daher noch als vorläufig zu betrachten.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft habe ich wieder für die Bereitstellung von Mitteln sehr zu danken. Herrn R. Auer danke ich für viele Eichungen und Auswertungen.

1) Von Null bis 1 Atmosphäre kann die Ionisation sehr nahe proportional dem Druck gesetzt werden.

2) Wegen des größeren Gewichtes war an den Vorrichtungen zum Temperaturschutz gespart worden. Zusammen mit Schutzgondel, Bremsen und Schnüren hatten diesmal die Ballone 4 kg zu tragen.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, September 1933.

O. v. Auwers (Berlin-Siemensstadt), **Über Volumenmagnetostriktion an Poly- und Einkristallen.** (Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns.)

Einleitung.

Vor etwa 30 Jahren hat P. Weiß durch seine Hypothese vom „Molekularfeld" eine Theorie des Ferromagnetismus gegeben, die die Erscheinungen an ferromagnetischen Körpern in ihren vor allem durch die Hysteresis charakterisierten Erscheinungen befriedigend aus der bewährten Langevinschen Theorie des Paramagnetismus ableiten konnte. Die Erfahrungen und Anschauungen zu dieser fruchtbaren Hypothese des Molekularfeldes hatte Weiß dem ausführlichen Studium der magnetischen Eigenschaften nichtregulärer Kristalle wie Pyrrhotin, Magnetit und dergleichen entnommen.

Die Natur dieses Molekularfeldes war wegen seiner Größenordnung lange Zeit unverständlich, wie sich überhaupt jahrzehntelang ein Fortschritt über die Weißsche Hypothese hieraus nicht zeigen wollte, bis diese Fragen in den letzten 5–8 Jahren in mehrfacher Hinsicht wieder in lebhafteren Fluß gekommen sind. Der Anlaß dazu war zwiefacher Art: erstens ein experimenteller und zweitens ein theoretischer.

Durch die technische Möglichkeit der Herstellung hinreichend großer Einkristalle von regulär kristallisierenden Metallen wie Nickel und Eisen hatte man einerseits ganz neue Einblicke in die quantitativen Verhältnisse der Magnetisierungs- und Magnetostriktionsverhältnisse kubischer ferromagnetischer Kristallgitter erhalten (1926), die unmittelbar eine lebhafte Entwicklung der theoretischen Behandlung der weit einfacheren Verhältnisse im regulären Gitter auslösten (Mahajani, Akulov, Becker u. a.), und auf der anderen Seite war durch die wellenmechanische Deutung des Weißschen Molekularfeldes durch Heisenberg (1928) ein gewisses Unbehagen über die bisher so rätselhafte Natur dieser hypothetischen Hilfsgröße beseitigt, das das Vertrauen in die theoretische Behandelbarkeit des regulären ferromagnetischen Gitters bisher gelähmt hatte.

Die wesentlichste Meßgröße, die bei allen Theorien in die Energiebilanz und mithin in die Magnetisierungskurven der ferromagnetischen Kristallgitter eingeht, ist die longitudinale Magnetostriktion in Abhängigkeit von der Orientierung des Magnetisierungsvektors zu den Achsen des Kristallgitters. Sie ist deshalb besonders häufig und sorgfältig gemessen worden und hat im allgemeinen zu einer befriedigenden Bestätigung der theoretischen Ansätze geführt. Dabei machen die Theorien durchweg die Annahme, daß die Volumenmagnetostriktion bis zur Erreichung der technischen Sättigung verschwindend klein ist. Diese Annahme fand ihre Rechtfertigung in der Tatsache, daß die Quermagnetostriktion im allgemeinen eine zur Längsmagnetostriktion inverse Funktion ist, so daß die Volumenmagnetostriktion zum mindesten um eine Größenordnung kleiner ausfällt. Im übrigen sind die Angaben der Literatur über die Volumenmagnetostriktion so widerspruchsvoll und unsicher – nicht einmal über das Vorzeichen herrscht Übereinstimmung bei den verschiedenen Autoren –, daß einerseits auch hieraus auf die Kleinheit der Effekte geschlossen werden kann, andererseits eine genauere Untersuchung wegen der Bedeutung dieser Frage für die Theorie der Magnetisierung ferromagnetischer Kristallgitter erwünscht schien.

Probenmaterial.

Als Versuchsmaterial wurde zunächst eine von F. Lichtenberger[1]) hergestellte Reihe von Eisennickeleinkristallen gewählt, da an ihnen sowohl der Einfluß der Orientierung des Kristallgitters zur Magnetisierungsrichtung wie auch der der chemischen Zusammensetzung auf die Größe des Volumeneffektes untersucht werden konnte. Nach der Klärung der Frage des Einflusses der Kristallgitterorientierung im negativen Sinn wurden die Messungen auf polykristalline Legierungen des *FeCoNi*-Diagramms, das die technisch und physikalisch interessanten Permalloy- und Perminvarlegierungen enthält, ausgedehnt. Die Legierungen wurden in folgenden Zusammensetzungen aus chemisch reinsten Materialien in Stabform von 10,5 cm Länge und 4 mm ⌀ hergestellt:

Tabelle.

Nr.	*Fe*	*Co*	*Ni*
242	55	5	40
253	50	15	35
255	45	25	30
258	40	35	25
261	35	45	20
149	30	25	45
3325	25	0	75
3253	25	3	72
3263	25	6	69
3226	25	10	65
3227	25	20	55
3228	25	30	45
3229	25	40	35
3230	25	50	25
224	15	40	45

1) Ann. d. Physik (5) **15**, 45, 1932.

Mit diesen auf drei Schnitten liegenden Reihen konnten die Messungen von Y. Masiyama[1]) so weit ergänzt werden, daß ein lückenloses Bild des gesamten Dreiecks gewonnen werden konnte.

Meßmethode.

Als Meßmethode wurde nach einigen Vorversuchen folgender Weg gewählt. Die Kristalle wurden in Pyknometer eingeschmolzen, die nachträglich im weiten Teil mit Wasser, in der Kapillaren mit Äther gefüllt wurden. Die Verwendung von Schliffen führte stets zu unreproduzierbaren Werten und mußte trotz ihrer großen Bequemlichkeit aufgegeben werden. Die Volumenänderungen wurden mikroskopisch abgelesen. Ein Skalenteil des Gesichtsfeldes betrug $2 \cdot 10^{-3}$ cm Fadenlänge, was je nach dem Querschnitt der Kapillaren (im Mittel $3 \cdot 10^{-5}$ cm^2) einer Volumenänderung von $6 \cdot 10^{-8}$ cm^3 entsprach. Die erreichbaren Felder betrugen maximal 4000 Ø. Die notwendige Temperaturkonstanz wurde durch einen Temperaturregler erreicht, der das Kühlwasser auf $\pm 0{,}05°$ C konstant hielt. Diese Schwankungen wurden weiterhin durch ein gläsernes Schutzrohr und einen stehenden Wassermantel herabgesetzt.

Ergebnisse.

A. Einkristalle.

1. Abhängigkeit von der Feldstärke.

Die Ergebnisse sind durchweg von einer überraschenden Einfachheit. Zum Teil mag das an der begrenzten Empfindlichkeit liegen, die bei der Kleinheit der Einkristalle Effekte unterhalb der „technischen" Sättigung nicht mehr

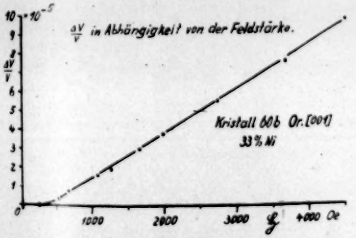


Fig. 1.

festzustellen erlaubte. Fig. 1 zeigt eine charakteristische Kurve, die den Volumeneffekt $\frac{\Delta V}{V}$ in Abhängigkeit von der äußeren Feldstärke darstellt. Aus ihr lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Volumenmagnetostriktion ist in erster Annäherung unterhalb der technischen Sättigung zu vernachlässigen, d. h. die beträchtliche longitudinale Magnetostriktion wird in allen Fällen durch die inverse Quermagnetostriktion aufgehoben.
2. Erst oberhalb der „Sättigung" tritt ein merklicher Volumeneffekt auf, der bald in einen streng linearen Verlauf mit der äußeren Feldstärke übergeht. Bisweilen beobachtete Sättigungserscheinungen (Nachlassen der Steigung der Geraden bis zum völligen Parallelwerden mit der Abszissenachse, wie sie bei Masiyama [l. c.] häufig vorkommen) erwiesen sich niemals als reproduzierbar und müssen demnach für die untersuchten Einkristalle der Eisennickelreihe unerkannten Fehlerquellen (Kapillarverstopfungen?) zugeschoben werden. Nach unseren Messungen besitzen sie keine reelle Bedeutung.

2. Abhängigkeit von der Orientierung.

Die nächste Frage war, ob die Orientierung des Kristallgitters zur Sättigungsrichtung des Magnetisierungsvektors auf die Steilheit der Geraden einen Einfluß hat. Fig. 2 zeigt ein Beispiel einer Serie chemisch gleicher, kristallographisch aber verschieden orientierten Einkristalle. Als Ordinate ist das Steigungsverhältnis $\alpha = \frac{\Delta V/V}{H - H_0}$ über dem Orientierungsfaktor $f = \cos^2\gamma_1 \cdot \cos^2\gamma_2 + \cos^2\gamma_2 \cdot \cos^2\gamma_3 + \cos^2\gamma_3 \cos^2\gamma_1$ aufgetragen[1]). γ_1; γ_2 und γ_3 sind dabei die Winkel, die die Kristallgitterorientierung mit der Kristallachse und der Richtung des Magnetfeldes bildet. Wie man sieht, ist ein Einfluß der Orientierung nicht festzustellen, wie zu erwarten war, nachdem

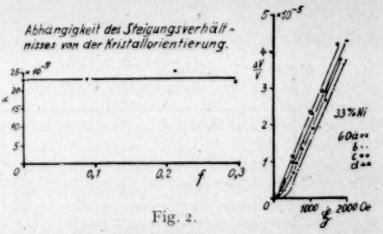


Fig. 2.

man einmal erkannt hatte, daß der hier beobachtete Volumeneffekt erst oberhalb der technischen Sättigung auftritt, wo die Kristallgitterorientierung keine oder nur noch eine ganz untergeordnete Rolle spielen kann.

1) Sci. Rep. Tohoku Univ. (1) **20**, 574, 1931; **21**, 394, 1932; **22**, 338, 1933.

1) Die rechte Hälfte zeigt für die gleiche Serie $\frac{\Delta V}{V}$-$\mathfrak{H}$-Kurve.

3. Abhängigkeit von H_0 von der Orientierung.

Extrapoliert man die geraden Linien $\left(\frac{\Delta V}{V}\right.$ über $\left.H\right)$ bis zum Wert $\frac{\Delta V}{V} = 0$, bekommt man einen Abszissenabschnitt, der hier mit H_0 bezeichnet werden soll. Fig. 3 zeigt einige Beispiele für die Abhängigkeit dieser Größe von der

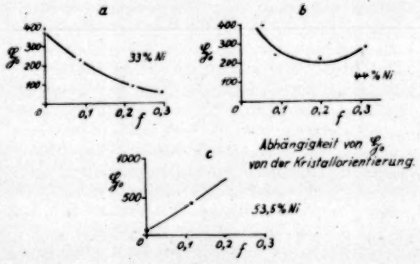


Fig. 3.

Kristallgitterorientierung. Wie zu erwarten war, ist H_0 um so kleiner, je früher die technische Sättigung erreicht wird und umgekehrt, d. h. H_0 ist eine über f steigende (c) oder fallende (a) Funktion von f, je nachdem, ob die Richtung leichtester Magnetisierbarkeit mit der Würfelkante oder der Raumdiagonalen zusammenfällt. Im Übergangsgebiet zeigt H_0 über f einen konkaven Verlauf (b). Man kann auf diesem Wege durch das lange Stück der $\left(\frac{\Delta V}{V} : H - H_0\right)$-Geraden direkt die Richtung der leichtesten Magnetisierbarkeit ermitteln, die bekanntlich im gleichen Gitter (hier für das γ-Gitter untersucht) von der chemischen Zusammensetzung abhängig ist.

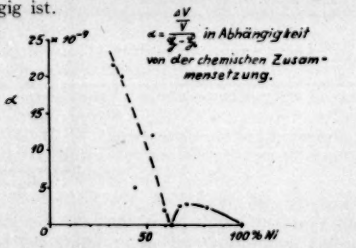


Fig. 4.

4. Abhängigkeit von α von der chemischen Zusammensetzung.

Schließlich interessiert die Frage noch, ob außer H_0 auch α von der chemischen Zusammensetzung abhängig ist. Fig. 4 zeigt das vorläufige Ergebnis in der Eisen-Nickelreihe, das sich in seinen Absolutwerten vielleicht noch ändern kann, aber schon jetzt erkennen läßt, daß der Volumeneffekt mit steigendem Nickelgehalt in der Reihe der reversiblen Eisen-Nickellegierungen zunächst abnimmt, bei etwa 63 Proz. Ni den Wert Null erreicht und dann noch einmal ein flaches Minimum über der Gegend des Permalloys durchläuft. Eine Deutung dieses Befundes muß bis zur gesicherteren Festlegung des Verlaufes zurückgestellt werden.

B. Polykristalle.

Das ternäre Eisen-Kobalt-Nickelsystem.

Die bisherigen Ergebnisse erlaubten, die weitere Untersuchung an leichter herzustellenden polykristallinen Legierungen fortzusetzen, da der fehlende Einfluß der Kristallorientierung durch die Untersuchung an den Eisen-Nickeleinkristallen nach Lage der Sache hinreichend geklärt scheint. Es wurden deshalb in Ergänzung der Messungen von Masiyama 15 Eisen-Kobalt-Nickellegierungen untersucht, die durchweg das gleiche typische Verhalten wie die Einkristalle zeigten, d. h. fehlenden Effekt unterhalb der technischen Sättigung und Feldproportionalität oberhalb der Sättigung. Das Gesamtergebnis ist im Anschluß an die Messungen von Masiyama für die Feldstärke von 1100 Ø in Fig. 5 dargestellt. An ihm interessiert die Tatsache, daß die Perminvarlegierungen in einem mehr oder weniger ausgeprägten Satteltal des Volumeneffektes liegen, d. h. daß bei diesen Legierungen im polykristallinen Material durch die Magnetisierung nur verhältnismäßig geringe Magneto-

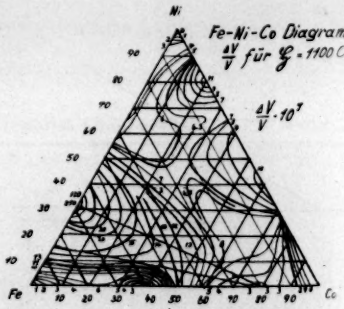


Fig. 5.

striktionsverspannungen auftreten können. Noch deutlicher kommt das in Fig. 6 zum Ausdruck, die die Größe α im ganzen Diagramm darstellt. Charakteristisch ist das Zusammenfallen der

Maxima und Minima auf den binären Kanten mit ausgezeichneten stöchiometrischen Zusam-

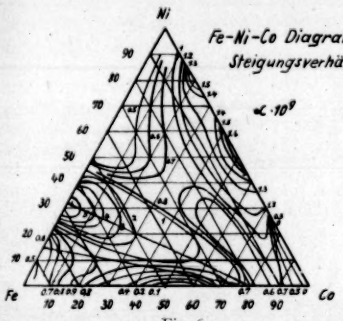


Fig. 6.

mensetzungen und der deutliche Zusammenhang des Isohypsenverlaufs mit den Linien des Strukturdiagramms.

Zusammenfassung.

Es werden Einkristalle der Eisen-Nickelreihe und polykristalline Eisen-Kobalt-Nickellegierungen auf ihre Volumenmagnetostriktion hin untersucht. An Einkristallen werden folgende Ergebnisse erzielt:

1. Der Volumeneffekt unterhalb der technischen Sättigung ist in erster Annäherung zu vernachlässigen.
2. Oberhalb der technischen Sättigung ist der Volumeneffekt der äußeren Feldstärke direkt proportional.
3. Die Neigung dieser Proportionalitätsgeraden ist von der Orientierung des Kristallgitters zur Feldrichtung unabhängig.
4. Der (extrapolierte) Abszissenabschnitt H_0 dieser Geraden ist um so kleiner, je mehr die Magnetisierungsrichtung mit der Richtung der leichtesten Magnetisierung im Kristallgitter zusammenfällt.
5. Die Neigung der Geraden ist von der chemischen Zusammensetzung des Kristallgitters stark abhängig.

Ferner wurde der Volumeneffekt im gesamten Eisen-Kobalt-Nickelsystem an polykristallinen Legierungen gemessen. Die charakteristischen Perminvarlegierungen liegen durchweg in einem breiten Satteltal, zeichnen sich also durch geringere Volumenmagnetostriktion aus. Zwischen der Volumenmagnetostriktion und dem Strukturdiagramm besteht ein deutlich erkennbarer Zusammenhang.

R. Döpel und K. Gailer (Würzburg), Experimentelle Prüfung des Spin-Erhaltungssatzes beim Atomstoß.

Auf Grund einer quantenmechanischen Betrachtung von E. Wigner[1]) gilt der Erhaltungssatz für den Drehimpuls des Kreiselelektrons unabhängig von den übrigen Erhaltungssätzen. Da nun durch die Größe des Gesamtdrehimpulses der Valenzelektronen der Multiplettzustand des Atoms bedingt ist, so folgt daraus, daß z. B. bei der unmittelbaren Anregung von *Hg* durch Elektronenstoß zunächst das Multiplettsystem des Grundzustandes (Singuletts) angeregt wird. Für die Anregung der Triplettzustände macht man folgende Zusatzhypothese: Ein Singulettelektron des Atoms wird gegen ein Stoßelektron mit antiparallelem Spin ausgetauscht[2]). Für diese Annahme spricht die experimentelle Tatsache, daß die Anregungsfunktion der Tripletts kurz hinter der Anregungsspannung steil abfällt (im Gegensatz zur Anregungsfunktion der Singuletts), weil bei größerer Geschwindigkeit die für den Austausch erforderliche Zeit nicht mehr vorhanden ist. Eine direkte Nachprüfung des Spinerhaltungssatzes mittels Elektronenstoß ist natürlich prinzipiell unmöglich. Nun hat der eine von uns zeigen können, daß es Atomstöße gibt, die ähnlich wie Elektronenstöße verlaufen: der eine Partner wird angeregt, während der andere höchstens eine elastisch verlaufende Änderung seiner inneren Energie erfährt. So verläuft z. B. bei $v < 5 \cdot 10^7$ cm/sec der Stoß „$H \rightarrow He$" für H anregend, für He dagegen nicht, und umgekehrt der Stoß „$H \rightarrow Hg$" für Hg anregend und für H nicht. Bei solchen Stößen schien ein Elektronenaustausch von vornherein unwahrscheinlich, in einigen Fällen jedenfalls nachprüfbar. Es lag daher nahe, an solchen Stößen zu prüfen, ob der Gesamtdrehimpuls der Kreiselelektronen des stoßenden Systems erhalten bleibt oder nicht.

Der Stoß von H auf Hg ist dafür freilich nicht brauchbar; denn der Spin des Wasserstoffleuchtelektrons könnte sich ändern, ohne daß damit eine beobachtbare Lichtemission verbunden wäre (Tabelle I). Prüfbar dagegen ist unser Erhaltungssatz beim Stoß von He auf Hg. Dieser verlangt, daß sich das Gesamtdrehimpulsmoment der Valenzelektronen des Hg nur dann ändern kann, wenn sich gleichzeitig das der He-Elektronen ändert; da sich aber die beiden

1) E. Wigner, Ges. d. Wiss. z. Gött., S. 379, 1927. Herrn E. Wigner danken wir freundlich für das Interesse, das er der Untersuchung auf dem Wege mehrfacher schriftlicher Erörterungen entgegenbrachte.

2) Literaturangaben bei W. Hanle und K. Larché, Erg. d. exakt. Naturw. **10**, 303, 1931.

Tabelle I.

Möglichkeiten der gegenseitigen Multiplettanregung bei Atomstößen.

Stoß	$Hg \rightarrow Hg$	$He \rightarrow Hg$
Spin-Vektoren	$\uparrow + \uparrow\downarrow = \downarrow + \uparrow\uparrow$	$\uparrow\downarrow + \uparrow\downarrow = \uparrow\uparrow + \downarrow\downarrow$
ΣS	$\frac{1}{2} + 0 = -\frac{1}{2} + 1$	$0 + 0 = 1 - 1$
Atomzustand	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}\ 1\,^1S_0 \rightarrow 1\,^2S_{\frac{1}{2}}\ n^3l_{l+1}$ $n > 1$	$1\,^1S_0\ 1\,^1S_0 \rightarrow n^3l_{l+1}\ n^3l_{l+1}$ $n > 1$

He-Elektronen nur durch die Spinzahl unterscheiden, so ist hier auf Grund des Pauli-Verbots mit der Spinänderung gleichzeitig eine Anregung des *He*-Atoms verbunden (Tabelle I).

Die Prüfung des Impulserhaltungssatzes läuft daher auf die folgenden experimentellen Fragen hinaus:

a) Ist mit der Triplettanregung des *Hg* beim Kanalstrahlstoß mit *He*-Atomen eine Anregung der *He*-Atome verbunden oder nicht? Selbstverständlich ist dabei dafür Sorge zu tragen, daß eine Anregung des *Hg* durch Sekundärelektronen ausgeschaltet wird.

b) Wird bei obigem Stoß das *He* ionisiert? Tritt das ein, dann könnte, wie beim Elektronenstoß, ein Elektronenaustausch erfolgen. Das mit der Ionisation des *He* eventuell verbundene Wiedervereinigungsleuchten des *He* könnte im Ultraviolett liegen und uns daher beim optischen Teil des Versuchs entgehen. Dagegen müßte die Ionisation sich als Umladung bemerkbar machen. Es sind also ein Anregungs- und ein Umladungsversuch auszuführen.

2. Anregung des *Hg* durch *He*-Atomstoß.

a) Apparatur.

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen diente als Hochspannungsquelle eine sogenannte Symmetrieanlage (zwei hintereinandergeschaltete Induktoren). Die hiervon gelieferte Wechselspannung wurde mittels eines Glühventils gleichgerichtet. Die am Rohr liegende Spannung wurde bei den einzelnen Versuchen zwischen 30 und 50 kV gehalten. Der *He*-Kanalstrahl[1]) trifft, nachdem er, wie Fig. 1 zeigt, durch eine Blende *B* ausgeblendet ist, auf die eine Platte eines schief in den Strahlengang gestellten Kondensators. Über das Beobachtungsgefäß, in das Quecksilber hineingebracht wurde, ist ein Heizofen geschoben, um bei verschiedenen *Hg*-Drucken beobachten zu können. An der Stelle, an der der Strahl auf die eine Kondensatorplatte auffällt, hat der Ofen einen mit einer Öffnung versehenen, ebenfalls geheizten Rohransatz. Durch diese Öffnung wird spektral beobachtet. An die Kondensatorplatten wurde eine Spannungsdifferenz von 110 Volt angelegt, die mittels

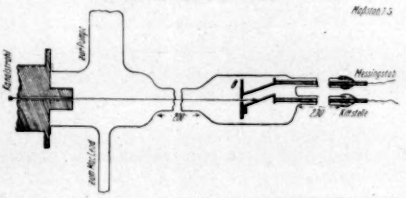


Fig. 1. Versuchsanordnung für die Anregung von *Hg* durch *He*-Kanalstrahlen.

eines statischen Voltmeters gemessen werden konnte. Mittels einer Wippe konnte die Polung der Kondensatorplatten vertauscht werden. Der im Beobachtungsraum herrschende Heliumrestdruck wurde am Mac-Leod zu $5 \cdot 10^{-4}$ mm *Hg* gemessen.

b) Ergebnis.

Schon die ersten Aufnahmen zeigten — wie auf Grund allgemeiner kanalstrahlspektroskopischer Tatsachen im Gegensatz zu den theoretischen Forderungen zu erwarten war — eine starke Anregung der *Hg*-Tripletts ohne entsprechende Anregung des Heliums. Um zu übersehen, wieweit etwa die Anregung auf Sekundärelektronen zurückzuführen sei, die durch die *He*-Strahlen am *Hg*-Dampf ausgelöst werden, wurden die in Fig. 2 wiedergegebenen Spektrogramme (Agfa-Isochromplatten, Belichtungszeiten 1 bis 8 Stunden) an der Auftreffstelle des Kanalstrahls auf die eine der Kondensatorplatten bei verschiedenen Schaltungen des elektrischen Feldes gemacht. Während der Aufnahme 2a ist eine Auffangplatte positiv geladen; die daran ausgelösten, relativ zahlreichen Sekundärelektronen können also die Platte nicht verlassen. Die Anregung in der Kanalstrahlsphäre kommt nur durch *He*-Atome zustande und durch die relativ wenigen Elektronen, die am *Hg*-Dampf ausgelöst werden. (Die Verlängerung darüber kommt durch Lichtreflektion an

1) Das für die Untersuchung benötigte Helium sowie die flüssige Luft für die *Hg*-Kühlfallen wurden uns von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen zur Verfügung gestellt, wofür wir auch an dieser Stelle unseren besten Dank aussprechen, insbesondere Herrn Dr. F. Pollitzer, dem Vorstand des Physikalisch-chemischen Laboratoriums in München-Höllriegelskreuth.

der einen Kondensatorplatte zustande; sie tritt erst bei Überbelichtung auf.) Bei Aufnahme 2b dagegen werden die Sekundärelektronen der Auffangplatte und die am *Hg* ausgelösten nach oben aus dem Kanalstrahl herausgezogen. Die Aufnahme zeigt: Bei allen Tripletts ist die Anregung durch diese Sekundärelektronen kleiner als die durch *He*-Kanalstrahlen[1]).

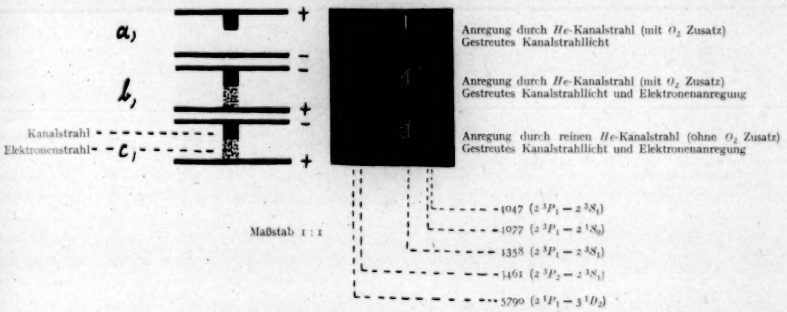


Fig. 2. Anregung von *Hg* durch *He*-Kanalstrahlen und Elektronen.

Da nun ferner die Zahl der bei Aufnahme 2a eventuell noch wirksamen *Hg*-Sekundärelektronen gegenüber der Zahl der am Kondensator ausgelösten Elektronen vernachlässigt werden kann, so muß auf Grund der beiden Aufnahmen ihr Anteil an der unmittelbaren *Hg*-Anregung verschwindend klein sein.

Die angelegten Felder geben ferner den Sekundärelektronen so hohe Geschwindigkeiten, daß ein Elektronenfang durch positive *Hg*-Ionen mit anschließendem Wiedervereinigungsspektrum ausgeschlossen ist.

Aufnahme 2c stellt einen letzten Kontrollversuch dar: *He*-Kanalstrahlröhren kann man bei längerem Betrieb nur mit geringem O_2-Zusatz betreiben ($p_{He} \sim 0{,}15$ mm, $p_{O_2} \sim 0{,}003$ mm). Aufnahme 2c wurde am Schluß ohne O_2-Zusatz gemacht (wobei das Rohr unbrauchbar wurde). Das obige Ergebnis bleibt unverändert.

Die Spektrogramme enthalten folgende Linien (Tabelle II).

Die *He*-Linie 4472 Å ($2\,^3P - 4\,^3D$) ist die stärkste *He*-Linie in diesem Gebiet; sie erscheint auch bei etwa vierfacher Überbelichtung von *Hg* 4358 so schwach, daß sie auf der Reproduktion nicht zu sehen ist. Ihr Auftreten ist quantitativ auf den geringen unvermeidlichen *He*-Druck im Anregungsraum $4 \cdot 10^{-4}$ mm zurückzuführen.

Tabelle II.

Zusammenstellung der einzelnen erhaltenen Spektrallinien.

λ	Term	K = Kanalstrahlanregung E = Elektronenstrahlanregung
Hg 5790 Å	$2\,^1P_1 - 3\,^1D_2$ | nicht	$K < E$
Hg 5789	$2\,^1P_1 - 3\,^3D_1$ | getrennt	
Hg 5675	$2\,^3S_1 - 5\,^1P_1$	$K > E$
Hg 5461	$2\,^3P_2 - 2\,^3S_1$	$K > E$
Hg 4916	$2\,^1P_1 - 3\,^1S_0$	$K < E$
? 4803		
He 4472	$2\,^3P - 4\,^3D$	
Hg 4358	$2\,^3P_1 - 2\,^3S_1$	$K > E$
Hg 4108	$2\,^1P_1 - 4\,^1S_0$	$K < E$
Hg 4077	$2\,^3P_1 - 2\,^1S_0$	$K < E$
Hg 4047	$2\,^3P_0 - 2\,^3S_1$	$K > E$
Hg 3906	$2\,^1P_1 - 5\,^1D_2$	$K < E$

Wir können also als experimentell einwandfreies Ergebnis feststellen: Beim Stoß von *He* auf *Hg* werden die *Hg*-Tripletts unmittelbar durch *He* angeregt, ohne daß gleichzeitig eine *He*-Triplettemission erfolgt.

3. Umladung von *He*-Kanalstrahlen in *Hg*-Dampf.

a) Apparatur.

Da bereits ein Vorversuch eine sehr geringe Umladung von *He* an *Hg* vermuten ließ, schien es geboten, den Hauptversuch experimentell auf fehlende Umladung einzustellen. Wir stellen

[1]) Ein Vergleich der Elektronenanregung mit der durch *He*-Atome zeigt, daß sich letztere wie langsame Elektronen verhalten. Für $V > 20$ Volt muß z. B. nach Schaffernicht *Hg* 4077 intensiver sein als *Hg* 4047. Das ist in der Elektronensphäre auch deutlich zu sehen. Bei Spannung unter 15 Volt dagegen ist bei Elektronenanregung 4047 intensiver als 4077, dieses Verhältnis zeigt die Kanalstrahlanregung.

fest, welcher Prozentsatz eines neutralen *He*-Strahles beim Durchlaufen einer längeren Strecke ionisiert wird. Fig. 3 zeigt den Umladungsraum.

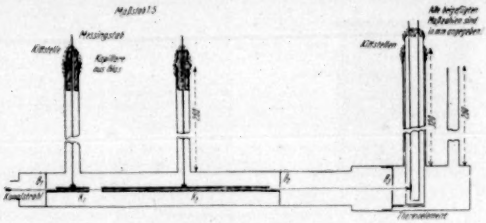


Fig. 3. Prüfung eines *He*-Kanalstrahles in bezug auf Umladungen am *Hg*.

Der *He*-Kanalstrahl passiert, nachdem er bei B_1 ausgeblendet wurde, den Kondensator K_1, der dazu dient, alle geladenen Partikeln aus dem Kanalstrahl herauszuholen. Der nunmehr neutrale Strahl passiert sodann den Kondensator K_2, der die Aufgabe hat, alle längs seiner Strecke sich etwa umladenden *He*-Teilchen herauszuholen. Dazu genügte eine Spannung von 500 Volt; es wurde jedoch meist eine Spannungsdifferenz von 1000 Volt an die Kondensatoren K_1 und K_2 angelegt. Die Bestimmung der relativen Teilchenzahl mit und ohne Feld K_2 erfolgte mit Hilfe eines Eisen-Konstantan-Thermoelements von geringer Wärmekapazität. (Silberfolie als Auffangplatte des Thermoelements und Zuleitung zum Galvanometer liegen in geerdetem Metallschutz.) Der im Beobachtungsgefäß herrschende Heliumrestdruck wurde mittels Mac-Leod gemessen. In das Beobachtungsgefäß wurde durch ein hinter dem Thermoelement angebrachtes Rohr *Hg* eingefüllt; durch dasselbe Rohr konnte gleichzeitig für einen Kontrollversuch auch Wasserstoff von bestimmtem Druck eingelassen werden. Um das ganze Beobachtungsgefäß war ein Heizofen gewickelt, mit dem zur Erhöhung des *Hg*-Dampfdruckes eine Heizung bis zu 70°C ermöglicht werden konnte.

b) Ergebnis.

Zwecks Prüfung der Apparatur wurden zunächst *He*-Kanalstrahlen in Wasserstoff hineingeschossen und festgestellt, welcher Anteil der *He*-Atome auf der aus Fig. 3 ersichtlichen Strecke ionisiert wird. (Druck des H_2 $26 \cdot 10^{-3}$ mm). Dann wurde der gleiche Versuch mit *Hg*-Dampf bei 60° gemacht (Druck des *Hg*-Dampfes $26 \cdot 10^{-3}$ mm); schließlich wurde letzterer Versuch bei 30° wiederholt. Jeder Versuch bestand aus mehreren Meßreihen. (Ausschläge der verwendeten Messungen liegen zwischen 60 und 300 mm.)

Wenn z. B. *Hg* ebenso ionisierend auf *He* wirken würde wie H_2 bei gleichem Druck, dann hätten wir im Fall 2 statt 0,16 das Verhältnis 0,60 erhalten müssen. Die Ionisation des *He*-Strahles ändert sich jedoch innerhalb der Fehlergrenze nicht, wenn man den *Hg*-Druck von $4 \cdot 10^{-3}$ mm auf $26 \cdot 10^{-3}$ mm erhöht. Die geringe, vom *Hg*-Druck unabhängige Ionisation des *He*-Strahles ist daher auf den geringen unvermeidlichen *He*-Druck zurückzuführen. Wir haben als Ergebnis: *He*-Strahlen werden beim Durchgang durch *Hg*-Dampf nicht merklich ionisiert.

Dagegen werden sie beim höheren *Hg*-Druck beträchtlich gestreut, bei einem Druck von $50 \cdot 10^{-3}$ mm schon so stark, daß die Intensität für die Messung zu schwach wurde.

Sowohl die optische Beobachtung als auch die Umladungsmessung zeigt, daß sich das *He* beim Stoß auf *Hg* wie eine elastische Kugel verhält im Einklang mit zahlreichen anderen Stoßerscheinungen.

4. Diskussion.

Im vorangehenden wurde sichergestellt, daß bei der unmittelbaren Anregung der *Hg*-Tripletts durch *He*-Kanalstrahlen keine Triplettemission des *He* auftritt. Es sind nur noch zwei Einwände zu entkräften, bevor diese Tatsache in bezug auf den Spinerhaltungssatz schlußkräftig wird:

a) Das *He* könnte beim Stoß auf *Hg* zum $2\,^3S_1$-Zustand angeregt werden; dieser ist metastabil, kann sich also nicht durch Emission bemerkbar machen.

Eine direkte Prüfung dieses Einwandes

Tabelle III.

Ionisation von *He* bei Durchgang durch *H* und *Hg*.

Stoßvorgang	Intensitätsverhältnis mit und ohne Feld K_2	Relative Ionisation
1. $He \to H_2 + Hg$ $p_{H_2} \sim 26 \cdot 10^{-3}$ mm, $p_{Hg} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ mm	0,4	0,60
2. $He \to He + Hg$ $p_{He} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ mm, $p_{Hg} \sim 26 \cdot 10^{-3}$ mm	0,84	0,16
3. $He \to He + Hg$ $p_{He} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ mm, $p_{Hg} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ mm	0,86	0,14

dürfte wohl im Labor prinzipiell unmöglich sein. Es lassen sich aber zwei einleuchtende kanalstrahl-spektroskopische Gründe dagegen anführen:

1. Die Energieübertragungsmöglichkeit beim Kanalstrahlstoß ist nie so scharf begrenzt wie etwa die beim Elektronenstoß. Es ist daher kein Fall bekannt, bei dem nur ein Zustand eines Atoms angeregt würde, die anderen aber nicht. Die Anregung des $2\,^3S_1$-Zustandes des *He* ohne Anregung anderer Tripletts ist daher unwahrscheinlich.
2. Zwingend erscheint uns folgender energetische Grund. Beim Stoß von *H* auf *Hg* ist das *Hg* nicht in der Lage, die Balmerserie des Wasserstoff anzuregen[1]), weil das mit 10,4 Volt gebundene Elektron des *Hg* ausgerissen wird, bevor es 12 Volt auf das Wasserstoffatom übertragen kann. Beim Stoß von *He* auf *Hg* ist nun die Relativgeschwindigkeit der beiden Partner bei der gleichen Kanalstrahlspannung nur halb so groß wie beim Stoß *H* auf *Hg*. Wie sollte nun das *Hg* auf einmal 20 Volt auf das Helium übertragen können, um den $2\,^3S_1$-Zustand anzuregen?

b) Ferner könnte man einwenden, daß die *Hg*-Tripletts vielleicht nicht durch *He*-Atome, sondern durch He^+-Ionen angeregt würden. Dagegen ist folgendes zu sagen: He^+-Ionen dürften sich ungefähr wie Elektronen der gleichen Energie verhalten. (Für den Stoß von H^+ auf *He* und *Hg* wurde dieser Nachweis erbracht[2]), d. h. sie dürfen das *Hg* nur ganz schwach anregen, weniger als einige Prozente der Anregung durch Atome.) Außerdem dürften in unserem *He*-Kanalstrahl kaum noch He^+-Ionen vorhanden gewesen sein. Der Strahl lief vor der Beobachtungsstelle 30 cm weit durch *Hg*-Dampf, auf diesem Weg dürften sich wohl die beim Austritt aus dem Kanal vorhandenen Ionen (schätzungsweise 20 bis 30 Proz.) längst neutralisiert haben, da ja, wie der Ionisationsversuch zeigt, keinerlei neue Ionisation eintritt.

5. Zusammenfassung.

Beim Stoß von *He* auf *Hg* erfolgt eine bevorzugte Triplettanregung des *Hg* ohne Triplettanregung des *He*.

Diese Tatsache steht in Widerspruch mit der aus dem Elektronendrehimpulserhaltungssatz abgeleiteten spektroskopischen Erwartung.

Es gibt wohl nur zwei Möglichkeiten: entweder man gibt die Gültigkeit dieses Satzes auf oder man vertieft das verwendete Modell in einer Weise, die seine weitere Gültigkeit zuläßt.

Herrn Prof. F. Harms, in dessen Institut die Untersuchung ausgeführt wurde, sagen wir für sein freundliches Interesse und seine bereitwilligste Unterstützung mit den Hilfsmitteln des Instituts unseren besten Dank.

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität, 15. August 1933.

Nachtrag.

Herr F. Hund erhob bei der Diskussion (Physikertagung Würzburg) gegen die allgemeine Beweiskräftigkeit des Stoßes $He \rightarrow Hg$ mit Recht den Einwand, daß ja beim *Hg* der Erhaltungssatz schon durch das Auftreten von Interkombinationslinien durchbrochen sei. Indessen zeigt bereits eine ungefähre quantitative Betrachtung der Spektren, daß der Übergang vom Singulett zum Triplett durch Ausstrahlung viel seltener ist als der durch Stoß. So ist die Intensität der Emission von 4077 Å ein Maß für die Durchbrechung des Drehimpulserhaltungssatzes durch den spontanen Übergang von $2\,^1S_0$ nach $2\,^3P_1$, dagegen die Summe der Intensitäten umgerechnet in Zahl der Quantenemissionen von 5461 ($2\,^3P_2 - 2\,^3S_1$), 4358 ($2\,^3P_1 - 2\,^3S_1$) und 4047 ($2\,^3P_0 - 2\,^3S_1$) ein Maß für den Übergang des Elektrons von $1\,^1S_0$ nach $2\,^3S_1$ durch Stoß. Es ist ohne weitere Umrechnung (z. B. wegen der Farbenempfindlichkeit der Platte) aus den Spektren abzulesen, daß die Summe der Sprungzahlen von $2\,^3S_1$ nach $2\,^3P_{0,1,2}$ und damit die Übergangszahl von $1\,^1S_0$ nach $2\,^3S_1$ viel größer ist als die von $2\,^1S_0$ nach $2\,^3P_1$. Diese Betrachtung dürfte sich wohl auf die Gesamtheit aller Übergänge erweitern lassen. Man kann daher sagen: Die aus dem Drehimpulserhaltungssatz des Kreiselektrons folgende Auswahl der Elektronensprünge hat für die Übergänge infolge spontaner Emission die Bedeutung einer gelegentlich durchbrochenen Regel, für die Übergänge infolge Stoß hat sie jedoch eine viel geringere, wahrscheinlich gar keine Bedeutung.

Wilhelm Schütz (München), Experimentelle Prüfung der Quantentheorie der natürlichen Linienbreite.

Die natürliche, d. h. von äußeren Einwirkungen unbeeinflußte Linienbreite ω' ist in der klassischen Dispersionstheorie eine Folge der Energieausstrahlung des harmonisch schwingenden Oszillatormodells der absorbierenden und emittierenden Zentren; sie ist aus der Eigenfrequenz der Oszillatoren ω_0 nach der Gleichung (1)

$$\omega'_{\text{klass}} = \frac{2e^2\omega_0^2}{3mc^3} \qquad (1)$$

1) R. Döpel, Ann. d. Phys. **16**, 29, 1933.
2) R. Döpel, Physik. Zeitschr. **32**, 858, 1931.

zu berechnen. Die Aussage der Diracschen Lichttheorie über die natürliche Linienbreite[1]) läßt sich anschaulich auf die Unschärfe der Energiewerte der Atome zurückführen. Ein quantitatives Maß für die Unschärfe liefert die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation zwischen Energie und Zeit. Einer mittleren Lebensdauer τ des Terms entspricht eine Unbestimmtheit des Energiewertes, die in Frequenzmaß gemessen die mittlere Größe $\Delta\omega \sim \frac{1}{\tau}$ hat. Bei der Berechnung der Übergangsfrequenzen addieren sich die Breiten der beiden Niveaus, so daß die Linienbreite schließlich gleich der Summe der reziproken Werte der mittleren Lebensdauer des oberen und des unteren Niveaus der Spektrallinie wird:

$$\omega' = \frac{1}{\tau_o} + \frac{1}{\tau_u}. \qquad (2)$$

Man gelangt zur natürlichen Linienbreite, wenn die Lebensdauer der Atomzustände nur durch die spontanen Übergangswahrscheinlichkeiten zeitlich begrenzt ist. Zur Berechnung der Lebensdauer aus beobachtbaren Atomgrößen hat man die Beziehung

$$\frac{1}{\tau_k} = \sum_i A_{ki} = 3 \sum_i \frac{G_i}{G_k} f_{ki} \omega'^{\text{klass}}_{ki} \qquad (3)$$

zur Verfügung. In dieser Gleichung bezeichnen: A_{ki} die Wahrscheinlichkeit des Übergangs von k nach irgendeinem energetisch tieferen Term i, G_i und G_k die statistischen Gewichte dieser Zustände, f_{ki} die Oszillatorstärke des Übergangs $k \to i$, $\omega'^{\text{klass}}_{ki}$ die nach Gleichung (1) berechnete Halbwertsbreite einer Spektrallinie mit der Frequenz

$$\omega_{ki} = 2\pi \frac{E_k - E_i}{h}. \qquad (4)$$

Der Unterschied zwischen klassischer Theorie und Quantentheorie ist in die Augen fallend; es ist aber auch zwischen alter und neuer Quantentheorie ein charakteristischer Unterschied in der Aussage über die natürliche Linienbreite vorhanden. In der alten Quantentheorie wird das Abklingen des klassischen Oszillators korrespondenzmäßig mit der Lebensdauer des Atoms im oberen Niveau der Spektrallinien in Verbindung gebracht; die Linienbreite

$$\omega' = \frac{1}{\tau_0} \qquad (5)$$

sollte daher im Gegensatz zur Formel (2) unabhängig von der Lebensdauer des unteren Niveaus sein.

1) V. Weißkopf und E. Wigner, Zeitschr. f. Physik **63**, 54, 1930; **65**, 18, 1931. — V. Weißkopf, Phys. Zeitschr. **34**, 1, 1933.

Nach dieser orientierenden Übersicht über den Stand der Theorie möchte ich über die vorliegenden experimentellen Ergebnisse berichten. Die ersten Messungen der natürlichen Linienbreite sind an dem ersten Dublett der *Na*-Hauptserie, den bekannten *D*-Linien, ausgeführt worden. Das untere Niveau der Linien ist der stabile Grundzustand des Atoms, der seiner unbegrenzten Lebensdauer wegen keinen Beitrag zur Linienbreite liefern kann. Für diesen Fall sind die Aussagen der alten und neuen Quantentheorie identisch. Wendet man die Beziehung (3) zur Berechnung der Breite der *D*-Linien an, so ergibt sich außerdem, daß der quantentheoretische Wert bis auf einen Unterschied von wenigen Prozent dem klassischen Wert $\omega' = 0{,}64 \cdot 10^8\ \text{sec}^{-1}$ gleich ist. Die experimentelle Bestätigung dieses Wertes[1]) ist daher vom Gesichtspunkt einer experimentellen Prüfung der Theorie aus betrachtet nicht von entscheidender Bedeutung. Die Verhältnisse ändern sich, wenn man die natürliche Linienbreite des zweiten Gliedes der Hauptserie untersucht. Der Vortragende fand für die natürliche Breite der Linien des zweiten Dubletts der *Cs*-Hauptserie den Wert[2])

$$\omega' = 2{,}5 \cdot 10^7\ \text{sec}^{-1} = 0{,}24\ \omega'_{\text{klass}}.$$

Der Unterschied zwischen dem beobachteten und dem klassischen Wert ist sehr beträchtlich und durch Meßfehler oder durch eine äußere Beeinflussung der Linienbreite nicht zu erklären. Das Meßergebnis spricht also eindeutig gegen die klassische Theorie. Eine Entscheidung zwischen alter und neuer Quantentheorie läßt sich dagegen aus diesem Beobachtungsergebnis nicht ableiten, weil auch hier der stabile Grundzustand ohne Einfluß auf die natürliche Linienbreite ist. Um die ausstehende Entscheidung herbeizuführen, hat der Vortragende neuerdings an Übergängen, die nicht mit dem Grundzustand des Atoms kombinieren, nach einem Einfluß der Lebensdauer bzw. der Unschärfe des unteren Zustands auf die Linienbreite gesucht. Um diesen Einfluß mit Sicherheit zu erkennen, erschien es vorteilhaft, unter gleichen Versuchsbedingungen eine Reihe von Linien mit gemeinsamem oberen Niveau zu beobachten, die nach energetisch tieferen Zuständen mit verschieden langer Lebensdauer führen. Diese Bedingung erfüllen gewisse Linien des sichtbaren (gelbroten) Neonspektrums, indem einige dieser Linien auf metastabile, die andern auf instabile Niveaus

1) R. Minkowski, Zeitschr. f. Physik **36**, 839, 1926. — W. Schütz, Zeitschr. f. Physik **38**, 864, 1926; **45**, 30, 1927. — M. Weingeroff, Zeitschr. f. Physik **67**, 679, 1931.

2) W. Schütz, Zeitschr. f. Physik **64**, 682, 1930.

führen. Als vorläufiges Ergebnis konnte festgestellt werden[1]), daß die Linienbreite der nach dem instabilen $^3P_1$-Term (nach Paschen s_2) führenden Übergänge in Übereinstimmung mit den Aussagen der Diracschen Theorie tatsächlich größer ist als die der übrigen Linien.

Eine einigermaßen befriedigende quantitative Erfassung der natürlichen Breite der Linien ist mühsam und zeitraubend. Nach neueren Messungen, die Herr Schillbach[2]) auf meine Veranlassung hin ausgeführt hat, beträgt die natürliche Linienbreite der Übergänge nach dem instabilen Term $\omega \sim 1{,}1 \cdot 10^9\,\mathrm{sec}^{-1}$ und ist damit um ungefähr $0{,}8 \cdot 10^9\,\mathrm{sec}^{-1}$ größer als die der übrigen Linien. Diese Differenz ist durch die geringe Lebensdauer des instabilen Terms und diese ihrerseits durch die Größe der Wahrscheinlichkeit des Resonanzübergangs nach dem Grundzustand der Neonatome bedingt[3]). Umgekehrt dürfen wir nach Gleichung (2) schließen, daß der beobachtete Wert für die Differenz der natürlichen Linienbreiten gleich der Übergangswahrscheinlichkeit für die Resonanzlinie des Neons ist. Hierin liegt ein gewisser Reiz dieser Untersuchung, denn es ist danach möglich, aus einer Beobachtung der natürlichen Breite der im sichtbaren Spektrum gelegenen Neonlinien einen Wert für die Übergangswahrscheinlichkeit der Resonanzlinie bei 736 A. abzuleiten. Die Oszillatorenstärke des Resonanzübergangs ist nach Gleichung (3) berechnet $f \simeq 0{,}2$. Die Genauigkeit des Zahlenwertes ist wegen der Schwierigkeit der Messung und der Schwierigkeit, die die Herstellung geeigneter Versuchsbedingungen bereitet, nicht sehr groß. Es ist aber die erste Bestimmung dieser Größe überhaupt und es dürfte nicht leicht sein, sie nach einer direkten Methode zu ermitteln. Unsere Aufmerksamkeit ist aber auf dieses Ziel gerichtet.

Dies sind die Ergebnisse; über die Untersuchungsmethoden ist unter Hinweis auf die ausführliche Publikation in den Annalen der Physik[2]), [3]) kurz folgendes zu sagen: Im Gegensatz zu den früheren Messungen der Breite der *Na*- und *Cs*-Absorptionslinien sind die neuen Messungen an den Emissionslinien der positiven Säule einer langen Entladungsröhre mit Neon ausgeführt worden. Zur Bestimmung der Linienbreite wurden die Linien mit einem Pérot-Fabry-Etalon aufgelöst und die Intensitätswerte nach bekannten photographisch-photometrischen Verfahren gemessen. Es war mühsam, diese Verfahren so weit in die Hand zu bekommen, daß man auch am Rand der Linien, wo die Intensität nur noch 5–25 Proz. des Maximalwerts der Linienmitte beträgt, reproduzierbare Werte erhielt. Aus dem Verhältnis der Intensität am Rand in einer angebbaren Entfernung von der Linienmitte und der Intensität in der Mitte erhält man zunächst nur das Produkt aus der natürlichen Halbwertsbreite der Linie und der der Linie zugeordneten Dichte der Dispersionselektronen. Die Dichte der Dispersionselektronen wurde aus der selektiven Magnetorotation in der Umgebung der betreffenden Linien bestimmt. Durch die Anwendung der Halbschattenmethode an Stelle der üblichen Methode der Savartschen Platte gelang es, die untere Grenze des Meßbereichs soweit auszudehnen, daß die Messung mindestens ebenso geringer Dispersionselektronendichten möglich wurde, wie bei einer Anwendung der Hakenmethode von Roschdestwensky auf die anormale Dispersion[1]). Auch hier wurde die Auswertung auf photographisch-photometrische Weise vorgenommen, wobei uns das kürzlich beschriebene Registriermikrophotometer[2]) die besten Dienste geleistet hat.

Als die Untersuchung begonnen wurde, war die Kenntnis von der Oszillatorstärke der Resonanzlinien der Edelgase nur sehr unsicher. Aus zweigliedrigen Dispersionsformeln, deren eines Glied mit der Resonanzwellenlänge angesetzt wurde, erhielten Herzfeld und Wolf[3]) unter Verwertung vorliegender Dispersionsmessungen für die Resonanzlinien des *He* und *Ar* die Oszillatorstärken $f_{He} = 0{,}034$ und $f_{Ar} = 0{,}025$. Auf Grund einer Interpolation würde man danach für Neon einen Wert in der Nähe von 0,03 erwarten. Dieser Wert ist ungefähr sechsmal kleiner als unser Wert. Wheeler[4]) hat kürzlich die Oszillatorenstärke der Heliumresonanzlinie aus dem Atommodell berechnet und den Wert $f_{He} = 0{,}266$ gefunden. Dieser Wert ist ebenfalls wesentlich größer als der aus der Dispersionsformel erschlossene Wert $f_{He} = 0{,}034$. Sowohl unsere Messungen als auch die Rechnung von Wheeler widerlegen also den aus den Dispersionsformeln gezogenen Schluß auf die geringe Oszillatorstärke der Resonanzlinien der Edelgase[5]).

1) W. Schütz, Naturw. **20**, 64, 1932.
2) H. Schillbach, Ann. d. Phys. im Erscheinen.
3) W. Schütz, Ann. d. Phys. im Erscheinen.

1) R. Ladenburg und H. Kopfermann, Zeitschr. f. Phys. **48**, 26, 1928.
2) W. Schütz, Physik. Zeitschr. **34**, 566, 1933.
3) K. F. Herzfeld und K. L. Wolf, Ann. d. Phys. **76**, 71, 567, 1925.
4) J. A. Wheeler, Phys. Rev. **43**, 258, 1933.
5) Der letzte Abschnitt wurde mit Rücksicht auf die vorgeschrittene Zeit nicht mehr vorgetragen.

H. Senftleben und J. Pietzner (Breslau), Die Einwirkung magnetischer Felder auf die Energieübertragung in paramagnetischen Gasen.

Das Wärmeleitvermögen paramagnetischer Gase wird, wie aus früheren Untersuchungen[1]) hervorgeht, durch ein Magnetfeld beeinflußt, und zwar in dem Sinne, daß der Wärmestrom durch die Einwirkung des Feldes herabgesetzt wird. Die bisher für diesen Effekt gefundenen Gesetzmäßigkeiten lassen sich zum Teil in der Aussage zusammenfassen, daß in weiten Bereichen der Werte von Feldstärke ($\mathfrak{H}$) und Gasdruck (p) der Effekt[2]) nur von dem Quotienten $\frac{\mathfrak{H}}{p}$ abhängig ist und mit zunehmender Größe desselben einen Sättigungswert erreicht. Alle Überlegungen und Untersuchungen, welche bisher angestellt wurden, um den experimentellen Tatsachen eine theoretische Deutung zu geben, haben zu keinem befriedigenden Ergebnis geführt. Darum wird versucht, auf experimentellem Wege weiterzukommen und aus neuen Beobachtungen und Messungen eventuell Anhaltspunkte zu gewinnen, die zu einer Klärung der Verhältnisse beitragen können. Um dieses Ziel zu erreichen, schien es zunächst von Wichtigkeit festzustellen, ob es sich bei dem Effekt um einen Vorgang handelt, der an jedes einzelne Sauerstoffmolekül gebunden ist oder ob das Zusammenwirken zweier solcher Moleküle beim Stoß erforderlich ist[3]). Eine Entscheidung über diese Frage können Untersuchungen des Effekts an Mischungen von Sauerstoff mit diamagnetischen Gasen bringen. Aus diesem Grunde sind derartige Messungen ausgeführt worden, und zwar bisher an Mischungen von Sauerstoff mit Wasserstoff, Helium, Stickstoff, Argon, Kohlensäure und Krypton. Über die genauen Einzelheiten der Versuche wird an anderem Orte berichtet werden; hier seien nur als typisches Beispiel die Ergebnisse an einer Mischung von Sauerstoff mit Helium (Mischungsverhältnis 1:1) graphisch dargestellt (Fig. 1). Der Verlauf der Kurven ist der gleiche wie beim reinen Sauerstoff[4]); die Werte des Effektes sind aber stark herabgesetzt. Der Verkleinerungsfaktor ist von Feldstärke und Druck abhängig und variiert stark mit dem Zusatzgas. Fig. 2 zeigt, wie verschieden die einzelnen Fremdgase wirken. Den relativ geringsten Einfluß haben Stickstoff, Argon und Kohlensäure, d. h. die Gase, deren

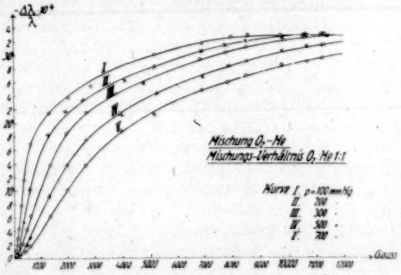


Fig. 1.

Molekulargewicht in derselben Größenordnung liegt wie das des Sauerstoffs. Dagegen bewirken die leichten und schweren Gase Wasserstoff und Krypton eine weit stärkere Herabsetzung des Effektes. Der Gang mit der Abweichung des Molekulargewichtes von dem des Sauerstoffs ist deutlich erkennbar. Weitere Figuren und Zahlenangaben würden über den Rahmen dieses Berichtes hinausgehen, ebenfalls eine eingehende Diskussion der dabei auftretenden Gesetzmäßigkeiten. Wir wollen uns darum hier auf die

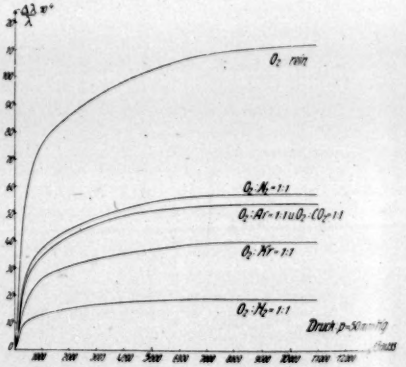


Fig. 2.

Werte von Feldstärke und Druck beschränken, bei denen bereits Sättigung eingetreten ist. Als Maß für die Einwirkung des Fremdgases bilden wir das Verhältnis: Effekt in reinem Sauerstoff (ε_{O_2}) zu Effekt in der Mischung (ε_m). Die aus den

1) H. Senftleben, Physik. Zeitschr. **31**, 822, 961, 1930. — H. Senftleben u. J. Pietzner, Ann. d. Phys. **16**, 907, 1933.

2) Unter „Effekt" ist stets die relative Abnahme des Wärmeleitvermögens verstanden. Vgl. H. Senftleben u. J. Pietzner, a. a. O. S. 907.

3) Die letztere Hypothese lag einigen der oben erwähnten theoretischen Untersuchungen zugrunde.

4) Vgl. H. Senftleben u. J. Pietzner, a. a. O. S. 917 und 919. Bemerkenswert ist, daß auch in Mischungen das $\frac{\mathfrak{H}}{p}$-Gesetz weitgehend erfüllt ist.

Tabelle I.

Werte des Verhältnisses $\varepsilon_{O_2} : \varepsilon_m$ im Sättigungsgebiet.

Mischungsverhältnis	$O_2 : CO_2$		$O_2 : Ar$		$O_2 : N_2$	
	gem.	ber.	gem.	ber.	gem.	ber.
2 : 1	1,58	1,45	1,43	1,48	1,55	1,53
1 : 1	2,05	2,11	1,95	1,95	1,95	2,05
1 : 2	3,25	3,28	2,80	2,93	3,16	3,00
21 : 79 (Luft)	—	—	—	—	4,88	5,10

Messungen sich ergebenden Werte sind in Tabelle I und II unter gem. enthalten. Um diese Zahlenwerte zu deuten, muß man erstens den Einfluß der Moleküle des Zusatzgases auf den Effekt am Sauerstoffmolekül betrachten, und zweitens muß man berücksichtigen, daß man es mit der Wärmeleitung einer Mischung zu tun hat. Um zu einem brauchbaren Ausdruck für eine solche zu gelangen, ist es zweckmäßig, von der Zahl der Zusammenstöße auszugehen, da es sicher ist, daß diese sich additiv aus der Zahl der Stöße der Komponenten unter sich und der Zahl der gegenseitigen Stöße zusammensetzt. Als Variable, welche von der Feldstärke beeinflußt wird, kann der Stoßdurchmesser des Sauerstoffmoleküls betrachtet werden[1]). Die Durchführung der Rechnung würde hier zu weit führen. Unter der Voraussetzung, daß der Einfluß des Feldes auf das Sauerstoffmolekül erstens ganz unabhängig davon ist, was dieses für einen Stoßpartner findet, und zweitens auch unabhängig davon ist, ob es sich um reinen Sauerstoff oder eine Mischung handelt, ergeben sich die in Tabelle I unter ber. angegebenen Zahlen. Dabei ist besonders zu betonen, daß hierbei keinerlei Konstanten aus den Messungen entnommen wurden. Es sind lediglich die gaskinetischen Größen aus den Tabellen von Landolt-Börnstein benutzt; es ergeben sich dann die angegebenen Werte in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den gemessenen.

Dies bezog sich zunächst auf Gase, deren Molekulargewicht nicht wesentlich von dem des Sauerstoffs abweicht. Etwas anders liegen die Verhältnisse bei den leichten und schweren Gasen. Bei diesen folgt aus den Messungen, daß die Wirkung des Feldes auf jedes Sauerstoffmolekül vom Stoßpartner abhängt, und zwar wird diese Wirkung mehr oder weniger herabgesetzt. Der Wert dieser Herabsetzung läßt sich aus einer Messung bei einer Mischung entnehmen. Es zeigt sich dann, daß für alle andern Mischungen desselben Gases mit Sauerstoff die

1) Vgl. H. Senftleben und J. Pietzner, a. a. O. S. 908.

Tabelle II.

Werte des Verhältnisses $\varepsilon_{O_2} : \varepsilon_m$ im Sättigungsgebiet.

Mischungsverhältnis	$O_2 : H_2$		$O_2 : He$		$O_2 : Kr$	
	gem.	ber.	gem.	ber.	gem.	ber.
2 : 1	3,30	3,30	2,23	2,26	1,87	1,86
1 : 1	5,82	5,92	3,38	3,40	2,82	2,84
1 : 2	10,7	11,1	5,38	5,73	5,00	5,00

gemessenen und berechneten Werte von $\frac{\varepsilon_{O_2}}{\varepsilon_m}$ übereinstimmen (vgl. Tabelle II).

Aus diesen Ergebnissen ist also zu folgern, daß für das Zustandekommen des Effektes nicht das Zusammentreffen zweier Sauerstoffmoleküle erforderlich ist, sondern daß das Feld auch auf die Energieübertragung zwischen Sauerstoff- und Fremdgasmolekülen einwirkt.

H. Senftleben (Breslau), Die Einwirkung magnetischer Felder auf die Diffusion paramagnetischer Gase.

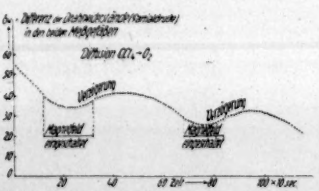
Wie im vorigen Vortrag[1]) bereits erwähnt wurde, ist es möglich, bei der Untersuchung der Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Wärmeleitfähigkeit von Gasen formal den Stoßdurchmesser (im Sinne der klassischen kinetischen Gastheorie) der Sauerstoffmoleküle als die Größe zu betrachten, welche vom Magnetfeld beeinflußt wird. Da aus den vorhin mitgeteilten Untersuchungen hervorgeht, daß diese Beeinflussung des Stoßdurchmessers eines Sauerstoffmoleküls auch beim Zusammenstoß mit Fremdgasmolekülen eintritt, war die Möglichkeit gegeben, daß, analog wie bei der Wärmeleitung[2]) und inneren Reibung, auch bei der Diffusion eines paramagnetischen Gases in ein diamagnetisches Gas eine Einwirkung magnetischer Felder bemerkbar würde. Auch für die Diffusion ist eine Abnahme zu erwarten, wenn der Stoßdurchmesser, wie es bei der Wärmeleitung der Fall ist, zunimmt. Die Größe dieser Zunahme ist aus den vorliegenden Wärmeleitungsuntersuchungen zu entnehmen; und damit kann auch die Größenordnung der zu erwartenden Abnahme der Diffusion geschätzt werden. Dabei zeigt sich, daß diese Abnahme im Maximum nur wenige pro Mille betragen kann. Um sie nachzuweisen, braucht man also eine außerordentlich empfindliche Methode zur Messung der Diffusionsgeschwindigkeit. Eine solche Methode ist

1) H. Senftleben und J. Pietzner, Die Einwirkung magnetischer Felder auf die Energieübertragung in paramagnetischen Gasen.

2) Vgl. H. Senftleben, Physik. Zeitschr. **34**, 141, 1933.

vom Vortragenden ausgearbeitet worden und wird bei anderer Gelegenheit genauer beschrieben werden. Hier sei nur kurz gesagt, daß die beiden Gase, von denen eins natürlich Sauerstoff sein muß, auf zwei Wegen in einander diffundieren können, von denen der eine durch das Magnetfeld geht. Gemessen wird die Differenz der auf beiden Wegen sich einstellenden Diffusionsgeschwindigkeiten. Die dazu notwendige Konzentrationsbestimmung im Gasgemisch erfolgt durch Messung der Wärmeleitfähigkeit des Gemisches mit großer Genauigkeit auf elektrischem Wege in einer Differentialschaltung. Solange die Diffusionsgeschwindigkeit auf beiden Diffusionswegen die gleiche ist, bleibt das Meßgalvanometer in Ruhe oder konstantem Gange. Es zeigt aber einen Ausschlag, sobald auf einem der beiden Wege eine Änderung der Diffusionsgeschwindigkeit eintritt. Die Empfindlichkeit ist bei der bisherigen Anordnung soweit gesteigert worden, daß bereits eine Änderung der Diffusionsgeschwindigkeit von $^1/_{10}$ pro Mille merkbar ist.

Versuche, die mit dieser Methode zur Prüfung des Einflusses eines Magnetfeldes auf die Diffusion unternommen wurden, zeigten eine deutliche Änderung der Gaszusammensetzung durch das Feld. Die Figur zeigt Messungen der



Diffusion von Tetrachlorkohlenstoff in Sauerstoff. Einige Minuten nach Einschalten des Feldes tritt eine Verzögerung des Tetrachlorkohlenstofftransportes ein, die nach dem Ausschalten wieder verschwindet. Ähnliche Resultate wurden mit andern Gasen erhalten, solange einer der beiden Diffusionsteilnehmer Sauerstoff war. Bei der Diffusion zweier diamagnetischer Gase ineinander war ein Einfluß des Magnetfeldes nicht feststellbar.

Bei der Auswertung dieser Messungen ist aber zu berücksichtigen, daß infolge der nicht vermeidbaren Magnetostriktion Strömungen im Gase auftreten, welche die Gaszusammensetzung ändern. Da die Abhängigkeit dieser durch Magnetostriktion hervorgerufenen Strömung von Feldstärke, Gasdruck und Gefäßdimensionen eine andere ist als die Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von diesen Größen, so ist es möglich, beide Effekte durch geeignete experimentelle Anordnungen einigermaßen zu trennen. Nach den bisherigen, als vorläufig zu betrachtenden, Ergebnissen ist ein Einfluß des Magnetfeldes auf die Diffusion im erwarteten Sinne vorhanden. Die Größenordnung ist aber erheblich kleiner als nach den Wärmeleitungsuntersuchungen zu erwarten war. Eine endgültige Entscheidung müssen weitere Versuche, welche noch im Gange sind, erbringen. Sollten diese die bisherigen Resultate bestätigen, so würde dies bedeuten, daß ein Parallelgehen von Diffusion und Wärmeleitung in der Weise, wie es die klassische kinetische Gastheorie verlangt, bei der Einwirkung eines Magnetfeldes nicht vorhanden ist. Dieselbe Diskrepanz zeigt sich bei der inneren Reibung. Auch hier sind die Gesetzmäßigkeiten des Effektes nach den Untersuchungen von Sack[1]) andere als bei der Wärmeleitung. Das Ergebnis der mitgeteilten Untersuchungen, welche zeigen, daß dies auch für die Diffusion gilt, ist daher nicht ganz unerwartet.

1) H. Sack, Magnetismus, Leipziger Vorträge 1933, S. 25.

U. Dehlinger (Stuttgart), Submikroskopische Unterschiede zwischen Guß- und Rekristallisationszustand von Metallen.

Seit einigen Jahren werden im Röntgenlaboratorium der Technischen Hochschule Stuttgart innere Umwandlungen von Metallen im festen Zustand untersucht, wobei besonders Einkristalle verwandt wurden, die aus dem Schmelzfluß durch vorsichtige Abkühlung im Tiegel hergestellt waren. Dabei zeigte sich u. a. das überraschende Resultat, daß die Geschwindigkeit der Umwandlungen bei diesen Einkristallen fast immer wesentlich anders war als bei dem sonst meist untersuchten gezogenen und dann rekristallisierten Material[1]). Z. B. ändert ein Schmelzflußeinkristall von Gold-Kupfer nach der Abkühlung über die Umwandlungslinie des Zustandsdiagramms hinweg seine Gitterform in einigen Sekunden, rekristallisiertes Material aber braucht dazu einige Stunden. Umgekehrt ist das Verhältnis bei Ausscheidungsvorgängen; so scheidet sich Silber aus übersättigten Kupfereinkristallen bei 400° erst nach ungefähr 20 Stunden merklich aus, bei rekristallisiertem vielkristallinen Material ist nach einer Stunde schon mehr als die Hälfte ausgeschieden. Später[2]) zeigten sich dieselben Unterschiede

1) U. Dehlinger, Zeitschr. f. Phys. **74**, 267 1932.
2) Zuerst P. Wiest, Zeitschr. f. Phys. **81**, 121, 1933.

Tabelle I.

Herstellungsarten von Einkristallen aus Aluminium mit 99,8 Prozent Reinheitsgehalt.

Rekristallisierter Einkristall	Schmelzflußeinkristall
Schmelzflußkristall.	
Kristall mit 8 mm Durchmesser. Verformung im Zieheisen von 8 mm auf 4,5 mm Durchmesser.	Einkristall mit 4,5 mm Durchmesser.
Glühen bei 500° während 12 Stunden. Feinkörniges Gefüge.	
Reckung in der Zugmaschine: 1–1,5 Prozent.	
Glühen bei langsamem Anstieg von 500–630° während 25 Stunden.	Glühen bei 500–630° während 20 Stunden.

auch beim Vergleich von gegossenem, unverformtem vielkristallinen Material und von rekristallisiertem Material derselben Korngröße; die besprochenen Erscheinungen werden also nicht von den Korngrößenverhältnissen, sondern von in den Körnern bestehenden, bisher noch nicht bekannten Gefügeunterschieden zwischen unmittelbar gegossenem und zwischen verformtem und dann rekristallisiertem Material bestimmt. Eine zusammenfassende Theorie der Umwandlungen führte dann zu der Auffassung, daß in rekristallisiertem Material eine Art von Mosaikstruktur, d. h. eine Aufteilung in einzelne um kleine Winkelbeträge in der Orientierung differierende Blöcke wesentlich stärker ausgeprägt ist als in nur gegossenem Material, daß also im rekristallisierten Material die durch das vorhergehende Verformen hineingebrachte Energie noch zum Teil erhalten ist. Für die Theorie der Rekristallisation erwies sich dann diese aus der Umwandlungskinetik gewonnene Erkenntnis als sehr nützlich[1]); man konnte ja bisher noch nicht befriedigend erklären, warum die durch eine Rekristallisation einmal entstandenen Körner bei längerem Glühen oder bei höherer Glühtemperatur immer noch weiterwachsen, während gegossene Körner derselben Größe sich nicht mehr verändern. In der Mosaikstruktur der rekristallisierten Körner war nun eine Energiequelle gefunden, die das Wachstum weitertreiben kann.

Die experimentellen Grundlagen dieser Auffassung, die von P. Wiest und dem Verf. bereits veröffentlicht sind, wurden durchweg an Legierungen gewonnen. Ich möchte nun hier über Versuche berichten, die auch bei annähernd reinem Aluminium einen inneren Unterschied zwischen nur gegossenem und zwischen verformtem und darauf rekristallisiertem Material gleicher Korngröße nachweisen.

Bekanntlich wird die an Einkristallen zu messende Gleitfestigkeit der Metalle stark durch irgendwelche Gitterbaufehler und Mosaikstrukturen beeinflußt, und zwar nach allen bisherigen experimentellen Erfahrungen so, daß alle solchen Abweichungen vom streng regelmäßigen Gitterbau diese Festigkeit erhöhen. Nach der anfangs dargelegten Auffassung war also zu erwarten, daß Einkristalle, die durch Verformung und Rekristallisation hergestellt waren, eine wesentlich höhere Gleitfestigkeit zeigen als Schmelzflußeinkristalle. Herr F. Gisen hat auf meine Veranlassung solche Versuche bei *Al* angestellt. Um irgendwelche Unterschiede im Reinheitsgrad zwischen den beiden zu vergleichenden Kristallen zu vermeiden, mußte das Schmelzen und Glühen in beiden Fällen möglichst gleichartig ausgeführt werden. Tabelle I gibt eine Übersicht über die Herstellung der beiden Arten von Kristallen. Wie man sieht, wurden auch als Ausgangsmaterial für die Rekristallisationskristalle Schmelzflußeinkristalle benutzt.

Der Beginn der Verformung dieser Einkristalle wurde in der üblichen Weise in einer kleinen Zugmaschine untersucht; die Verformung wurde durch Querschnittsmessungen mit einem besonders gebauten Mikrometer bestimmt. Fig. 1 zeigt die so erhaltenen Kurven; der erwartete Unterschied zwischen den beiden Herstellungsarten der Kristalle tritt dabei deutlich zutage. Die unmittelbar aus dem Schmelzfluß gewonnenen verformen sich schon bei den kleinsten angelegten Spannungen, sie können also im unverformten Zustand als unendlich weich

1) U. Dehlinger, Metallwirtsch. **12**, 48 u. 298, 1933.

bezeichnet werden. Dieses Verhalten ist nicht ungewöhnlich; die ebenfalls kubisch flächenzentrierten Metalle Kupfer, Silber und Gold, die bisher nur als Schmelzflußeinkristalle unter-

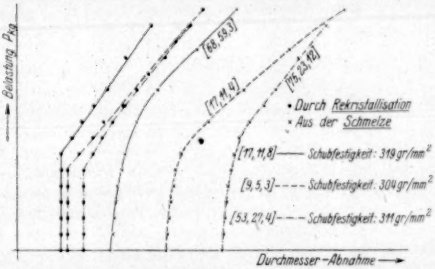


Fig. 1.

sucht wurden, verhielten sich ebenso[1]). Eine kritische Schubspannung, bei der die Verformung einsetzt, kann hier nicht definiert werden. [Nur bei Nickel fand Osswald[1]) eine solche.] Anders verhalten sich die durch Rekristallisation hergestellten Kristalle der Fig. 1: die Kurven zeigen einen deutlichen Knick, vor welchem keine meßbare Verformung vorhanden ist.

Die Kurven der Fig. 1 wurden an einem Aluminium erhalten, dessen Reinheitsgrad 99,5 Proz., also nicht sehr groß war. Fig. 2 zeigt Verformungskurven eines *Al* von 99,8 Proz. Reinheit. Der Charakter ist derselbe wie in Fig. 1, auch hier ist der Unterschied zwischen den beiden Herstellungsarten deutlich ausgeprägt, dagegen ist die kritische Schubspannung der rekristallisierten Kristalle etwas kleiner als beim weniger reinen Material. Die Untersuchung eines noch reineren Materials (99,9 Proz.) stieß auf die

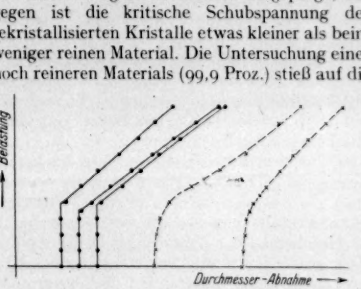


Fig. 2.

Schwierigkeit, daß es erst durch die systematische Arbeit einiger Monate gelang, durch Rekristallisation einen Einkristall daraus herzustellen, während die Schmelzflußkristalle leichter zu erhalten waren. Bei diesem Material ist der rekristallisierte Kristall noch weicher geworden. Fig. 3 zeigt die in bekannter Weise auf die Gleitrichtung bezogene Größe der kritischen Schubspannung bei sämtlichen untersuchten rekristallisierten Kristallen. Vielleicht kann man bis zum Reinheitsgrad von 100 Proz. extrapolieren und sagen, daß beim vollkommen reinen Material der hier gefundene Unterschied zwischen Guß- und Rekristallisationszustand verschwinden wird, daß also bei einem solchen Material auch der rekristallisierte Zustand unendlich weich ist. Im Sinn unserer anfangs dargelegten Auffassung würde das heißen, daß die Mosaikstruktur des rekristallisierten Zustands durch geringe Beimengungen mechanisch stabilisiert wird. Der erwähnte Zusammenhang dieser Mosaikstruktur mit der Fähigkeit zum weiteren Kornwachstum zeigt sich dann daran, daß dieses Kornwachstum bei dem reineren Material bei wesentlich tieferen Temperaturen vollendet wird als beim weniger reinen, was dann wieder die oben erwähnte Erschwerung der Herstellung von rekristallisierten Einkristallen zur Folge hat.

Die beschriebenen Versuche bilden noch keinen vollständigen experimentellen Beweis für die Vorstellungen, von welchen sie veranlaßt wurden und die besagen, daß das rekristallisierte Korn eine wesentlich größere Mosaikstruktur besitzt als das unmittelbar aus der Schmelze entstandene, also noch wesentlich weiter vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt ist als dieses, und daß die kubischen Metalle im unverzerrten Gleichgewichtszustand unendlich weich sind und erst durch die Mosaikstruktur eine endlich große Schubfestigkeit erhalten. Es wird nötig sein, noch Versuche an andern Metallen sowie Röntgenintensitätsmessungen zur Untersuchung der Mosaikstruktur anzustellen. Die Versuche zeigen aber jetzt schon, daß jedenfalls bei nicht vollkommen reinen Metallen ein wesentlicher Unterschied zwischen dem inneren Gefüge des rekristallisierten und dem des gegossenen Metalls besteht. Dieser Unterschied kann sich auch bei Wärmetönungen, ferromagnetischen und elektrischen Erscheinungen der Metalle bemerkbar machen und verdient daher wohl jetzt schon ein weiteres Interesse.

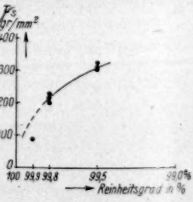


Fig. 3.

Stuttgart, Röntgenlaboratorium an der Technischen Hochschule.

1) Siehe E. Osswald, Zeitschr. f. Phys. **83**, 55, 1933.

Max Kohler (Berlin-Wilmersdorf), Einfluß der Absorption der Kristalle auf die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen nach der dynamischen Theorie.

Die Arbeit, über welche kurz referiert werden soll, stellt eine Ergänzung der Untersuchung von Herrn Prof. v. Laue dar[1]). Bei Ewald und v. Laue ist die Lösung des Reflexionsproblems nur für nichtabsorbierende Kristalle durchgeführt. Die Absorption ist schon in verschiedenen Formen in Rechnung gesetzt worden von Darwin[2]), Waller[3]), Lohr[4]) und Prins[5]). Hier ist die neue Form der dynamischen Theorie auf die Reflexion an absorbierenden Kristallen angewandt worden, und zwar zum Unterschied gegenüber Darwin, Waller, Prins so, daß ganze Bereiche der Zelle als absorbierend betrachtet werden, wie es der Atomtheorie besser entspricht. Gegenüber Lohr besteht insofern ein Unterschied, als dieser die Absorption in der ganzen Zelle als konstant ansieht.

Die Absorption wird dadurch berücksichtigt, daß die Dielektrizitätskonstante eine komplexe Raumfunktion mit ebenfalls dreifach periodischem Imaginärteil ist. Das Randproblem läßt sich im Lauefall geschlossen lösen für Kristalle beliebiger Dicke und im Braggfall für dicke Kristalle. Im Braggfall erhält man bei symmetrischer Reflexion die von Prins auf Grund von Verallgemeinerungen der Darwinschen Überlegungen abgeleitete Reflexionsformel. Im allgemeinen folgt eine Reflexionskurve, die bei starker Absorption nicht symmetrisch um den nach Ewald korrigierten Braggschen Winkel ist. Das Maximum der Kurve liegt zwischen dem Braggschen Winkel und dem nach Ewald korrigierten Braggschen Winkel.

Bekanntlich braucht für absorbierende Kristalle der Friedelsche Satz von der zentrischen Symmetrie der Interferenzabspaltung nicht mehr zu gelten. Es folgt, daß die Intensitäten zweier durch umgekehrt einfallende Strahlen erzeugte Interferenzstrahlen sich verhalten wie die Quadrate der zugehörigen Strukturfaktoren. Dieser Satz gilt sowohl für den Laue- als Braggfall und für Kristallplatten beliebiger Dicke.

Quantitative Aussagen wurden am Beispiel der (111) Reflexion von $WL\beta_1$-Strahlung an ZnS gewonnen. $WL\beta_1$-Strahlung liegt nahe an der Zn-K-Kante. Bei der Berechnung des Brechungsindex wurde eine Trennung der Elektronen in Zn-K-Elektronen und Restelektronen vorgenommen. Die Gesamtabsorption wird den Zn-K-Elektronen zugeschrieben und ihr Beitrag zum Brechungsindex nach einer von H. Hönl[1]) mir freundlichst mitgeteilten Dispersionsformel berechnet. Bei der Bestimmung der Strukturfaktoren sind die Atomfaktoren, wie sie sich für das Thomas-Fermi-Modell der Atome ergeben, zugrundegelegt.

Es ergibt sich ohne Berücksichtigung der Wärmebewegung eine Verkleinerung der Ewaldschen Korrektion um nahezu 30 Proz.

Die Abweichung vom Friedelschen Satz ist in merklicher Übereinstimmung mit dem Versuchsergebnis von Geib und K. L. Horovitz[2]). Jene erhielten für das Intensitätsverhältnis den Wert 1,42, während für das Verhältnis der Quadrate der Strukturfaktoren der Wert 1,48 folgt.

1) M. v. Laue, Ergebn. d. exakt. Naturw. **10**, 1931.
2) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 675, 1914.
3) I. Waller, Diss. Upsala 1925.
4) E. Lohr, Wiener Berichte **133**, 517, 1924.
5) J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **63**, 477, 1930.

1) H. Hönl, Zeitschr. f. Phys. **84**, 1, 1933.
2) Geib und K. L. Horovitz, Phys. Rev. **42**, 908, 1932.

H. Raether (München), Elektroneninterferenzen an geschmirgelten und polierten Flächen.

I. Metalle. Mittels Elektroneninterferenzen wurden die Veränderungen verfolgt, die polykristalline Metallflächen durch Ritzen, Schmirgeln, Polieren, Drücken und Hämmern erleiden. Geritzte sowie grobgeschmirgelte Flächen liefern wenig intensive Debye-Scherrer-Ringe des betr. Materials, die nach Anwendung feinerer Schmirgel gegenüber dem Untergrund erheblich an Intensität zunehmen und sich etwas verbreitern. Diese Interferenzen kommen an dünnen Kristallzacken zustande, durch die der Elektronenstrahl hindurchtritt; Verringerung der Zackenhöhe infolge besserer Ausglättung verursacht Ringverbreiterung. Werden die feingeschmirgelten Flächen mit einem Polierstahl gedrückt, poliert oder gehämmert, so erhalten sie einen spiegelnden Glanz (Metallspiegel). Diese Änderung des optischen Aussehens macht sich auch im Beugungsbild der Elektronen bemerkbar, da diese so bearbeiteten Flächen ein Diagramm mit zwei breiten Interferenzringen geben, deren zugehörige Netzebenenabstände für die angeführten Bearbeitungsmethoden gleich sind und sich bei den verschiedenen Metallen wenig unterscheiden. Es wird vorgeschlagen, diese Interferenzen als Beugungsmaxima einer „einatomigen Flüssigkeit" der Metallatome zu deuten, die infolge der Bearbeitung in der obersten Metallschicht entsteht; als Streuperiode tritt

dann der mittlere Abstand benachbarter Atome auf, welcher bei den verschiedenen Metallen zwischen 2,8 bis 2,9 Å liegt.

II. Nichtmetalle. Es wurden Einkristallflächen von $NaCl$, $CaCO_3$, CaF_2, FeS_2 und C (Graphit) geritzt, geschmirgelt, poliert und die parallelgehenden Veränderungen studiert. An geritzten und geschmirgelten Flächen ergaben sich einerseits (FeS_2, C) Kreuzgitterbilder, andererseits ($NaCl$, Fe_2O_3, Al_2O_3) Pulverdiagramme, da bei letzteren im Gegensatz zu den ersten Substanzen ein feinkristallines Pulver entsteht und in dünner Schicht die bearbeitete Fläche bedeckt. Nach sorgfältiger Politur zeigen die Pulverdiagramme starke Faserstruktur ($NaCl$, CaF_2); an anderen Stellen der polierten Flächen (CaF_2, $CaCO_3$) entstehen Einkristallreflexionen mit Brechungseffekt (positives inneres Potential). Durch Polieren wird offenbar das entstandene Kristallpulver abgetragen und es findet eine Annäherung an den ungestörten Einkristall statt, an dem der Elektronenstrahl keine Gelegenheit mehr findet, Zacken zu durchstrahlen, sondern an dessen Oberfläche er gespiegelt wird.

Otto Beeck (Karlsruhe), Die Ionisierungsfunktion von Argon durch Argon-Atomstrahlen von wenigen Hundert Ion-Volt-Äquivalent[1]).

Die Aufrechterhaltung der Gasentladung und ihre Lichtemission ist in erster Linie durch Stoßprozesse verursacht. Das gleiche gilt für gewisse chemische Reaktionen und eine Reihe astrophysikalischer Erscheinungen. Während man nun über die Anregung von Quantensprüngen durch Elektronenstoß schon sehr viel aussagen kann, ist das Material beim Ionenstoß und besonders beim Atomstoß noch sehr spärlich. Das liegt vor allen Dingen daran, daß wir nur relativ kleine Ionenströme herstellen können und daß Atomströme bis vor kurzem überhaupt nur auf thermischem Wege herzustellen waren, ihre Geschwindigkeit also verhältnismäßig klein war und die Maxwellverteilung außerdem störte.

Nach der Auffindung einer kräftigen, stetigen Alkaliionenquelle durch Kunsman ist zuerst über die Streuung dieser Ionen in verschiedenen Gasen von Dempster und seinen Schülern und von Ramsauer-Beeck gearbeitet worden, wobei sich vornehmlich Wirkungsquerschnitte und Ionenradien ergaben. Sutton, Beeck, Mouzon und andere haben dann die Ionisation von Gasen — meist Edelgasen — durch langsame Alkaliionen untersucht und Beeck und später Beeck-Mouzon haben gerade hierbei interessante Feststellungen machen können. Beeck konnte z. B. feststellen, daß die Ionisierungsausbeute bei einem Edelgas ganz wesentlich mit dem Alkaliion variiert (gleiche Energien vorausgesetzt), und zwar wird z. B. Neon am besten von Na^+ und Argon am besten von K^+ ionisiert. Beeck-Mouzon konnten dann im weiteren Verlauf der Untersuchungen äußerst scharfe und hohe Einsatzpotentiale für diese Prozesse feststellen, z. B. 95 Volt für K^+ in Argon. Eine theoretische Erklärung dafür gaben Weizel-Beeck auf molkültheoretischer Grundlage. Stückelberg konnte diese Deutung später quantitativ bestätigen. Auch Zwicky hat sich theoretisch mit diesem Problem befaßt.

Spärlicher sind schon die Arbeiten mit Gasionen, weil es äußerst schwierig ist, kräftige und konstante Gasionenströme zu erzeugen. Vor allem möchten wir hier die Arbeiten von Ramsauer-Kollath über den Wirkungsquerschnitt von Gasen gegenüber Protonen und über die Streuung von Protonen erwähnen, ferner die Arbeiten von Kallmann-Mitarbeitern und anderen über die Umladung von Gasionen in Gasen. Ein Hauptresultat dieser letzten Gruppe, daß nämlich ein Ion sich am besten mit seinem eigenen Atom umlädt, haben wir nach dem Vorgang von Kallmann und Mitarbeitern zur Erzeugung von Atomstrahlen benutzt. Die bei Kallmann erreichten Atomströme waren jedoch viel zu klein, um eine Absolutmessung des Atomstromes zuzulassen.

Wir haben uns daher die Aufgabe gestellt, eine Methode zur Erzeugung monochromatischer Atomstrahlen durch Umladung auszuarbeiten, die möglichst große Atomströme bei gleichzeitiger Konstanz der Ströme liefert. Es konnten konstante Argon-Atomströme bis zu 10^{-9} Ion-Ampere-Äquivalent hergestellt werden. Um solche Ströme absolut messen zu können, wurde eine Thermosäule nach Art der Strahlungsthermosäulen entwickelt mit einer Empfindlichkeit von $3{,}8\ 10^{-9}$ cal/sec für 1 mm Galvanometerausschlag bei 3 m Skalenabstand. Die Eichung für Atomstrahlen geschah (unter Annahme gleicher Akkommodationskoeffizienten für Atome und Ionen) mittels Ionen, deren Intensität elektrometrisch gemessen wurde.

1) Die Untersuchung wurde zum Teil gemeinsam mit Herrn H. Wayland durchgeführt und erscheint unter beiden Namen ausführlich in den Ann. d. Phys. Daselbst auch ausführliche Literaturangaben. Im übrigen sei auf das Handbuch (Geiger-Scheel) XXIII, 1, 2. Aufl. verwiesen und auf einen demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden zusammenfassenden Bericht des Verfassers über den Durchgang langsamer Ionen durch hochverdünnte Gase.

Die erste Untersuchung mit diesen neuen Methoden wurde gemeinsam mit Herrn H. Wayland durchgeführt und behandelt die Ionisierungsfunktion von Argon durch Argonatomstrahlen von 350–650 Ion-Volt-Äquivalent. Es ergibt sich, daß die Anzahl N der pro Atom auf dem Wege von 1 cm beim Druck von 1 mm Hg und 0° C erzeugten Elektronen in dem untersuchten Bereich von $N = 4{,}5$ bis $N = 6{,}5$ ansteigt. Dabei ist N natürlich eine idealisierte Stoßzahl, denn tatsächlich sind die Messungen bei Drucken unter 10^{-3} mm Hg, also bei Einzelstößen, durchgeführt. Dies Resultat möchten wir durch folgende Gegenüberstellung illustrieren.

Wir betrachten die Stoßprozesse $K^+ \to A$ und $A \to A$. Bei gleicher Translationsenergie der stoßenden Teilchen ist die rein impulsmäßig übertragbare Energie in beiden Fällen die gleiche, da die Massen von K^+ und A praktisch gleich sind. Auch in bezug auf die Elektronenkonfiguration sind beide Gebilde gleich. Nur die Ordnungszahlen sind um 1 verschieden. Diese geringe Verschiedenheit bedingt jedoch schon einen großen Unterschied in der Ionisierungsausbeute, denn diese ist im Falle $K^+ \to A$ viermal kleiner als im Falle $A \to A$, während sie im Falle $A^+ \to A$ sogar um ein Vielfaches kleiner ist.

Da nun andererseits die Umladung von Gasionen in ihrem eigenen Gas ein Prozeß großer Wahrscheinlichkeit ist, so sind in Gasentladungen, zumal bei niedrigen Drucken und hohen Spannungen, sicherlich genügend „schnelle" Atome da, um der durch sie verursachten Ionisation einen, wenn auch geringen Beitrag zur Gesamtionisation einräumen zu müssen. Wichtiger scheinen jedoch Analogien zu sein, die zwischen den von uns im Gas untersuchten Elementarprozessen der Ionisation durch Ionen- und Atomstoß bestehen und den Ionisierungsprozessen an der Kathode bei der Gasentladung. Weitere Untersuchungen in dieser Richtung sind geplant, doch werden wir uns zuerst der Untersuchung des Einsatzpotentials für die Ionisierung von Argon durch Argonatome zuwenden.

E. Rieckmann (Berlin-Weißensee), Theorie des Schutzpendels.

Zusammenfassung.

Durch Anwendung moderner technischer Mittel zur genaueren Kontrolle der Betriebsbedingungen einer Pendeluhr wurde stets eine große Verbesserung erzielt. Diese macht aber die Notwendigkeit eines Erschütterungsschutzes evident, wie er durch das Schutzpendel realisiert werden kann. Das Verhalten dieses Apparates und Störeffekte zweiter Ordnung werden besprochen.

Die Pendeluhr in ihrer ursprünglichen einfachen Form ist Störungen ausgesetzt, welche Gang und Stand ändern. Man kann diese Störungen einteilen in Eigenstörungen, die durch Materialänderungen, Abnutzung und Eigentümlichkeiten des Antriebs entstehen, und in Fremdstörungen, die in Schwankungen des physikalischen Zustandes der Umwelt ihre Ursache haben.

Die notwendigsten und ersten Abwehrmaßnahmen waren Temperatur- und Barometerkompensation. Da dies nicht ausreicht, wenn man größte Genauigkeit erstrebt, ist es notwendig, die Betriebsbedingungen äußerst konstant zu halten: Luftabschluß, Thermostat. Außerdem ist die Beachtung folgender Punkte unerläßlich:

Die Schwankungen der Phase des Antriebsimpulses dürfen einen bestimmten, durch die verlangte Genauigkeit und die Dämpfung des Pendels festgelegten Betrag nicht überschreiten. Fortschreitende Abnutzung oder Strukturänderung des Pendels sind zu vermeiden (Schneide, Aufhängefeder)[1]. Die Amplitude ist mit entsprechender Genauigkeit zu regeln, möglichst bei oskulierendem Isochronismus[2][3]. Oberflächenkräfte wie Adhäsion und Reibung dürfen keine Rolle spielen, sie sind möglichst ganz zu vermeiden[4].

Im Sinne dieser Forderungen hat eine beachtliche Entwicklung stattgefunden; es ist anzunehmen, daß sie alle ausreichend erfüllt werden können.

Dann bleiben als Rest noch die Schwankungen der Schwerkraft einschließlich der Erschütterungen[4]. Nach ihrer Frequenz kann man unterscheiden:

a) Säkulare Änderungen der Schwerkraft, die in vollem Betrage eingehen, über die aber noch nichts Genaues bekannt ist; bei Erreichung der angestrebten Genauigkeit könnten vielleicht die Angaben der Schutzpendeluhr zu dieser Frage Material liefern.

1) M. Schuler, Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit. Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 392, 1929.

2) A. L. Loomis and W. A. Marrison, Modern Developments in Precision Clocks. Bell Syst. Techn. Publ., Jan. 1932.

3) G. A. Tomlinson, A new type of free-pendulum clock. Journ. Scient. Instr. **8**, 21, 1931.

4) Zeitschr. f. Geophys. **9**, 60, 1933: M. Schuler, Bemerkungen zu dem Aufsatz von G. Schmerwitz: „Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente."

b) Periodische Störungen durch Sonne und Mond, die aber klein sind und durch eine Art Gezeitenformel in Rechnung gebracht werden können.

c) Erschütterungen des Aufhängepunktes, die von Erdbeben und Verkehr hervorgerufen werden.

Die Konstruktion kann ihre Aufgabe natürlich nur in der Beseitigung von Störungen sehen, die von den verhältnismäßig schnellen Frequenzen der seismischen und sonstigen Erschütterungen ausgehen. Denn die erforderlichen mechanischen Sperrkreise — um mit diesem Ausdruck die Analogie zu den elektrischen Erscheinungen hervorzuheben — haben Eigenfrequenzen von der Größenordnung der Sperrbereichsgrenzen, und daher wird es kaum möglich sein, Schwingungen größerer Periode als etwa 1 m von dem Pendel fernzuhalten. Da jedoch das Pendel ein außerordentlich scharf abgestimmtes Resonanzsystem ist, so wird es von den Störungen, soweit abweichender Frequenz, nur Unbedeutendes aufnehmen. Diese Überlegung gilt in erster Linie für vertikale Erschütterungen, denn es ist möglich, die horizontalen Störungen vollständig für alle Frequenzen zu kompensieren.

Die Konstruktion, die letztere Aufgabe löst, ergibt sich aus der konsequenten Anwendung des üblichen Prinzips, Apparate gegen Erschütterungen zu schützen. Demzufolge wird das Uhrpendel an einem Schutzpendel aufgehängt[1]). Wenn der Aufhängepunkt richtig gewählt wird, ist der Ausschlag des Uhrpendels gegen das Schutzpendel von der horizontalen Beschleunigung des Aufhängepunktes des Schutzpendels in erster Näherung unabhängig. Im Falle mathematischer Pendel lautet die Kompensationsbedingung so, daß die Schwerpunkte in gleicher Höhe liegen; im allgemeinen Fall hat eine Relation zwischen den Massen, Längen und Trägheitsmomenten zu bestehen.

Die Leistungsfähigkeit einer solchen Anordnung ist schon in einem Spezialfalle erprobt worden: wenn nämlich die reduzierten Längen von Uhr- und Schutzpendel gleich sind[1])[2])[3]). Für den Betrieb als Uhr ist aber ein großes Verhältnis der Massen und Längen zweckmäßig, weil dann für die Konstanz der Frequenz fast nur die Eigenschaften des Uhrpendels in Betracht kommen. Vor allem läßt sich so der Schutz gegen vertikale Erschütterungen, der schon allein wegen der Beanspruchung der Pendelfelder notwendig ist, zweckmäßiger durchführen.

Die Leistung des Schutzpendelprinzips besteht zunächst in einer Kompensation des Störeffekts erster Ordnung, der „Standänderung durch Erdbeben". Nun ist noch das Verhalten der Störungen höherer Ordnung zu untersuchen. Man sieht auch ohne Rechnung, daß die vertikalen Störungen entsprechend der vertikalen Bewegung des Uhrpendelaufhängepunktes durch passende Wahl der vertikalen Eigenfrequenz des Schutzpendels vermindert werden, so also auch der vertikale Hirsch-Effekt[1]). Da die horizontale Bewegung des Uhrpendelaufhängepunktes nur modifiziert wird, wurde zur Klarstellung die Störungsrechnung durchgeführt. (Die nach üblichen Methoden leicht auszuführende Rechnung sei hier nicht wiedergegeben.) Der Hirsch-Effekt erweist sich so als säkulares Glied der ersten Näherung, zu dessen Berechnung übrigens nur das mittlere statistische Frequenzspektrum der Erschütterungen bekannt sein muß. Ferner zeigt sich, daß die Koeffizienten, mit denen die Störungsglieder der horizontalen Erschütterungen behaftet sind, bei Erfüllung der Kompensationsbedingung auch in der ersten Näherung verschwinden. Ein neues Störungsglied, daß beim einfachen Pendel naturgemäß nicht vorkommen kann, ist der Zentrifugaleffekt, herrührend von den durch die Erschütterungen hervorgerufenen Pendelungen des Schutzpendels, er ist allerdings sehr geringfügig.

Die Schutzpendelkonstruktion ist also auch geeignet, die Störungseffekte zweiter Ordnung zu eliminieren, was nach den Untersuchungen von Gebelein[2]) auch notwendig ist, wenn man die höchsten Genauigkeiten erreichen will.

Auf den angegebenen theoretischen Voraussetzungen und den vorliegenden Erfahrungen aufbauend ist Verfasser damit beschäftigt, in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Keil (Physikalisch-Technische Reichsanstalt) eine Schutzpendeluhr herzustellen. Der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, dem Herrn Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und Herrn Dr. Keil sei für die Unterstützung dieser Arbeit mein bester Dank ausgesprochen.

1) E. Rieckmann, Über Zeitmessung mit Pendeluhren. Vortrag in der Sitzung der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin, am 14. Juli 1933.

2) W. Winkelmann und R. Grammel, Kinetik der starren Körper. Handb. d. Phys. von Geiger u. Scheel **5**, 467.

3) Paul Le Rolland, Sur la possibilit de réaliser un dispositif pour la mesure du temps, insensible aux accélérations de son support. C. R. **194**, 47, 1932.

1) F. A. Vening-Meinesz, Observations de pendule sur la mer pendant un voyage en sous-marin de Hollande á Java 1923. Publ. Comm. Geod. Neerl. S. 7. Delft 1924.

2) H. Gebelein, Störungen von Pendeluhren durch Bodenerschütterungen. Astr. Nachr. Nr. 5931 (Bd. **248**, Febr. 1933).

R. Mecke und A. Zobel (Heidelberg), Beiträge zur Ultrarotphotographie.

Bei unseren spektroskopischen Absorptionsuntersuchungen im Ultraroten, über die bereits wiederholt berichtet worden ist, waren wir stets auf höchstempfindliches Plattenmaterial angewiesen und mußten daher von der Methode der Hypersensibilisierung durch Ammoniak weitgehendsten Gebrauch machen. Die Angaben in der Literatur über das zweckmäßigste Verfahren sind hier nun etwas widersprechend, so daß manchmal die Ansicht auftauchen konnte, als ob Hypersensibilisierung von photographischen Platten eine besonders umständlich zu handhabende Geheimkunst wäre. Bei der heutigen Bedeutung der Ultrarotphotographie dürfte es daher wohl einiges Interesse beanspruchen, wenn wir auf Grund unserer Erfahrungen und diesbezüglichen Versuchen einige Gesichtspunkte mitteilen, die bei der Übersensibilisierung zu beachten sind.

Wir haben zunächst eine Reihe handelsüblicher Plattensorten auf ihre Eignung zur Ultrarotsensibilisierung hin untersucht (Empfindlichkeit, Gradation und besonders Schleierneigung vor und nach der Sensibilisierung). Da heute aber bereits eine Reihe guter ultrarotempfindlicher Platten im Handel zu haben sind, wird das Selbstsensibilisieren mit Farbstoffen nicht mehr so häufig in Betracht kommen. Wir gehen daher hier auf diese Ergebnisse nicht ein, erwähnen nur, daß einige Plattensorten sich durch besonders geringe Schleierneigung bei der Sensibilisierung auszeichneten. Diese wurden für die folgenden Untersuchungen benutzt, die mit dem Neozyaninfarbstoff der Kodak-Ges. als Vertreter der Ultrarotsensibilisatoren ausgeführt wurden. Abgesehen von einer Einengung der Versuchsgrenzen infolge erhöhter Schleierneigung ist aber der Hypersensibilisierungsvorgang von der Plattensorte ziemlich unabhängig.

Das Sensibilisierungsbad bestand stets aus 80 ccm 50prozentigem Methylalkohol, dem 1 ccm Farbstofflösung (1:2000) und eine bestimmte Anzahl von ccm konzentriertem Ammoniak (spez. Gew. 0,920 bis 0,915) hinzugesetzt wurde. Die Temperatur konnte durch einen Thermostaten konstant gehalten werden. Die Platten wurden fünf Minuten gebadet (die Badezeit spielt keine wesentliche Rolle), dann etwa eine Minute mit Methanol abgespült und möglichst rasch mit einem Fön getrocknet. Belichtet wurde mit einer dunkelroten Rubinglaslampe hinter einem Eder-Hecht-Sensitometer in 1 m Abstand eine Minute lang. Die Empfindlichkeiten in EH.-Graden sind also in jeder Beziehung relativ zu nehmen, doch genügt es für diese Zwecke. Entwickelt wurde im völligen Dunkel fünf Minuten lang mit Metol-Hydrochinon bei 17°.

Variiert wurde nun Ammoniakkonzentration und Badetemperatur. Die Fig. 1 und 2

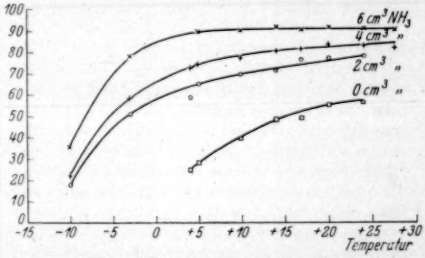


Fig. 1. Temperaturvariation[1]).

bringen die Ergebnisse. Fig. 1 zeigt deutlich, wie von etwa + 5° ab die Übersensibilisierung praktisch temperaturunabhängig wird. Erst unterhalb dieser Temperatur tritt rasch Empfindlichkeitsabfall ein. Auch eine vermehrte Schleierbildung war in dem untersuchten Temperaturbereich von — 10° bis + 27° nicht festzustellen, sofern nur die ganz wesentliche Forderung einer schnellen Trocknung beachtet wurde. Fig. 2 zeigt dann noch die Abhängigkeit der Empfindlichkeitssteigerung von der Ammoniakkonzentration bei konstanter Badetemperatur (17°, also im Bereich der Temperaturunabhängigkeit). Das Maximum liegt hier bei 6 ccm und entspricht ungefähr einer 60fachen Steigerung gegenüber der reinen Farbstofflösung. Bei höheren Ammoniakzusätzen kann hingegen eine wesentliche Empfindlichkeitsminderung eintreten. Selbstverständlich beziehen sich diese speziellen Angaben auf unsere selbstsensibilisierten Badeplatten. Bei den ultrarotempfindlichen Handelsplatten, die bereits eine gewisse Empfindlichkeitssteigerung aufweisen, dürfte es

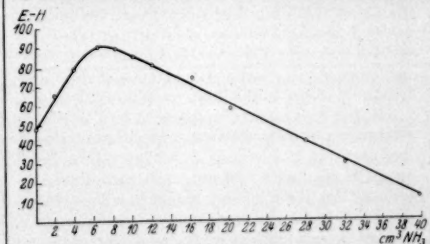


Fig. 2. Ammoniakvariation[1]).

1) Allocyanin der Agfa A. G. gibt bei etwas größerer Empfindlichkeit identische Resultate.

sich empfehlen, den günstigsten Ammoniakgehalt auszuprobieren. Unsere Erfahrungen gehen allerdings dahin, daß dieser ebenfalls in der Nähe von 5 bis 7 ccm Ammoniakzusatz zum Übersensibilisierungsbad liegt, das sich von dem oben erwähnten lediglich durch das Fehlen des Farbstoffes unterscheidet.

Versuche durch Verwendung von gasförmigem Ammoniak ein Trockenverfahren analog zur bekannten Entwicklung von Ozalidpapieren einzuführen, schlugen fehl. Es tritt stets sehr starke Schleierbildung und erheblicher Empfindlichkeitsverlust ein. Weiterhin untersuchten wir noch den Einfluß der Farbstoffkonzentration. Eine eindeutige Beziehung konnten wir bisher noch nicht feststellen, da zwischen Farbstoff und Ammoniak zeitlich langsam verlaufende chemische Reaktionen eintreten, die eine einwandfreie Beobachtung der unteren Grenze erschweren. Auf jeden Fall ist aber die Ergiebigkeit der Rotsensibilisatoren ungeheuer groß, da bereits bei $2 \cdot 10^{-8}$ gr/ccm Badelösung eine starke Rotempfindlichkeit der Platten festgestellt werden kann!

Zusammenfassend können wir sagen, daß für die Hypersensibilisierung oberhalb $+5°$ ein wesentlicher Temperatureinfluß nicht besteht, hier also besondere Vorsichtsmaßregeln nicht zu beachten sind. Hinsichtlich der Ammoniakkonzentration dürfte 5 bis 7 ccm auf 100 ccm 50prozentige Methanollösung das zweckmäßigste sein. Ganz besonderer Wert ist aber stets auf ein schnelles Trocknen zu legen, da hierbei die meisten Fehlschläge infolge übermäßiger Schleierbildung eintreten.

W. Kluge (Berlin-Reinickendorf), Zur lichtelektrischen Sensibilisierung des Zäsiums.

Das Zäsium besitzt von den Alkalimetallen die kleinste Ionisierungsarbeit. Demzufolge bietet es auch die Aussicht, den Aufbau von lichtelektrischen Oberflächenschichten mit besonders niedriger Austrittsarbeit und entsprechend erhöhter Rotempfindlichkeit zu ermöglichen.

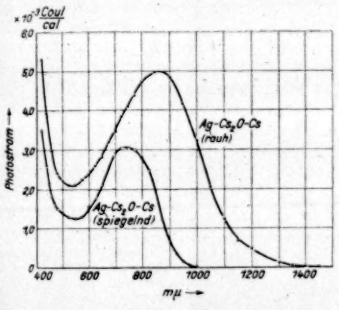
Bisher noch nicht untersucht ist der Photoeffekt am reinen Zäsium und dessen Beeinflussung durch Wasserstoff, insbesondere durch eine Oberflächenhydrierung mittels Glimmentladung. An Kalium und Rubidium liegen hierüber zahlreiche Untersuchungen vor. Wegen des hohen Dampfdruckes und damit der geringen Beständigkeit der Oberfläche stellen sich bei Zäsium einige experimentelle Schwierigkeiten in den Weg. Mit Hilfe einer besonders ausgebildeten Photozelle konnten nun Messungen an kompakten Zäsiumschichten bei $-39°$ C vorgenommen werden. Eine mutmaßliche Temperaturabhängigkeit des Photoeffektes wurde dabei vorläufig als belanglos zurückgestellt. Die lichtelektrische Wirkung wurde mit der verwendeten Apparatur bei ungefähr 600 mμ meßbar. Die Ausbeute bewegte sich in der Größenordnung von $10^{-4} \frac{\text{Coul}}{\text{cal}}$ bei Anzeige einer schwachen selektiven Wirkung um 540 mμ. Die Einwirkung einer stoßweisen leuchtenden Glimmentladung in Wasserstoff läßt nun die Oberfläche verfärben und ruft eine merkliche Steigerung der Ausbeute hervor. Bei 520 mμ konnte der Effekt um den Faktor 20 erhöht werden. Die relative rote Grenze wurde gleichzeitig nach 700 mμ verschoben. Über den Reinheitszustand des Zäsiums vor der Glimmentladung können natürlich ebenso wie bei den anderen Alkalimetallen keine quantitativen Angaben gemacht werden. Die Reinheit könnte höchstens durch die Herstellungsweise der Zäsiumschicht umschrieben werden. Bemerkenswerterweise besitzt der Kurvenverlauf der spektralen Ausbeute an der hydrierten Zäsiumoberfläche nicht den glockenförmigen Charakter, wie er z. B. an Natrium, Kalium und Rubidium festgestellt werden konnte[1]). Es wird vermutet, daß hierfür das Silber, auf welches das Zäsium niedergeschlagen wurde, verantwortlich zu machen ist. Weitere Versuche sollen hierüber Aufklärung bringen und dabei auch den bis jetzt unbekannten Verlauf der Ausbeutekurve im Ultravioletten klarstellen. Über die Frage des Photoeffektes an reinen und hydrierten Zäsiumoberflächen soll später an anderer Stelle ausführlich berichtet werden. Hier soll die Feststellung genügen, daß sich am kompakten Zäsium lichtelektrisch zwei Extremzustände an der Oberfläche herbeiführen lassen, wovon der eine seine Ursache in einer besonders weitgetriebenen Entgasung bzw. Befreiung von Verbindungen hat, der andere in einer besonderen Anreicherung von Wasserstoff, sei es chemisch gebunden oder okkludiert.

Verhältnismäßig zahlreich sind die Untersuchungen[2]), die bis jetzt zur Steigerung der Rotempfindlichkeit des Zäsiums angestellt worden sind. Allen gemeinsam ist der von Bainbridge stammende und zuerst von Koller verfolgte Grundgedanke, die endgültige Wirksamkeit der Oberflächenschicht durch Aufbringen

1) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **12**, 682, 1910. — K. Farwig, Zeitschr. f. Phys. **21**, 38, 1923.

2) S. Koller, Phys. Rev. **36**, 1639, 1930. — N. R. Campbell in: „Photo-Electric cells", I. S. Anderson, London 1930. S. 10. — M. C. Teves, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 556, 1931. — Asao u. Suzuki, Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3), **12**, 274, 1930, Nr. 9. — R. Sewig, Zeitschr. f. Phys. **76**, 91 bis 105, Nr. 1/2, 1932. — W. Kluge, Phys. Zeitschr. **34**, 115, 1933.

von Zäsium auf oxydierte Trägermetalle herbeizuführen. Im engeren ist das Bestreben vorhanden, dasjenige spektrale Maximum, welches sich im Anschluß an die rote Grenze erhebt und für welches ich die Kennzeichnung „langwellig" vorgeschlagen habe, noch weiter nach langen Wellen hin zu verlagern. Wenn man bei der Herstellung einer Oberflächenschicht vom Typus Ag–Cs_2O–Cs von einer spiegelnden Silberschicht ausgeht, so ist die Lage des langwelligen Maximums im Durchschnitt bei ungefähr 750 $m\mu$ zu erwarten (siehe Figur). Über die



dabei auftretende „Streuung" der Maxima wurde schon früher berichtet[1]). Wenn man an Stelle der spiegelnden von einer rauhen Silberoberfläche ausgeht, so läßt sich bei näherungsweiser Einhaltung derselben Herstellungsmaßnahmen eine merkliche Verschiebung des langwelligen selektiven Effektes und der relativen roten Grenze nach langen Wellen zu herbeiführen. Auch die Steilheit des Maximums tritt stärker hervor. Wir haben anzunehmen, daß die spezifische Anzahl der an der Oberfläche lokalisierten, im Sinne von Gudden und Pohl[2]) bzw. Fleischmann[3]) optisch selektiv absorbierenden Zentren (adsorbierte Zäsiumatome bzw. Moleküle) in diesem Falle besonders groß ist. Die Endwirkung deckt sich bis zu einem gewissen Grade mit Messungen von Teves und de Boer an verwandten Oberflächenschichten. Die hier gebrachte Messung (s. Fig.) zeigt einen Extremwert der bis jetzt erzielten Rotempfindlichkeit. Es sei noch bemerkt, daß die Versuchsergebnisse in gewisser Analogie mit den Beobachtungen von R. Suhrmann[4]) stehen, der die lichtelektrische Wirkung von unsichtbaren Alkalihäuten auf blankem Platin und auf Platinmohr untersuchte. Wird nun in obigem Versuche an Stelle des Silbers für das Trägermetall spiegelndes Kupfer verwendet, so erscheint das langwellige Maximum bei ungefähr 620 $m\mu$, die relative rote Grenze bei 950 $m\mu$.

Es wurden nun noch Messungen am zusammengesetzten Schichtentypus T–Cs_2O–Cs im Ultravioletten angestellt, wobei T ein Trägermetall bedeutet. Bei Verwendung von Silber konnte Koller bereits das Vorhandensein eines zweiten Maximums im langwelligen UV. nachweisen. Inzwischen sind auch Messungen hierüber von Young und Pierce[1]), allerdings nur an einer einzelnen Oberfläche, bekannt geworden. Versuche an mehreren Oberflächenschichten bringen auch für dieses sogenannte „kurzwellige" Maximum das Vorhandensein einer Streuung[2]). Die Weiterverfolgung der Messung in das kurzwellige UV. bringt nun das bemerkenswerte Ergebnis, daß außer diesem einen eben erwähnten kurzwelligen Maximum bei 370 $m\mu$ noch ein zweites kurzwelliges Maximum bei 290 $m\mu$ erscheint. Man wird in diesem Zusammenhang sofort nach den Zentren der beiden kurzwelligen Maxima suchen. Hierzu wurde folgender Versuch angestellt: An einer fertigen Oberflächenschicht Ag–Cs_2O–Cs wurde die adsorbierte Zäsiumschicht durch zusätzliche Oxydation beseitigt, so daß der Schichtentypus Ag–Cs_2O entstehen mußte. Die spektrale Untersuchung zeigt jetzt, daß die relative rote Grenze bis 460 $m\mu$ zurückgezogen ist, daß aber der übrige spektrale Verlauf der Ausbeutekurve im UV. dem der ursprünglichen Oberfläche vollständig ähnlich ist. Hieraus ist zunächst zu schließen, daß die kurzwelligen Maxima ihre Ursache offenbar nicht in freien Zäsiumatomen haben. Es wird vielmehr aus diesem Versuch geschlossen, daß diese beiden kurzwelligen Maxima optischen Absorptionsbanden des Trägermetalles entsprechen, welches in atomarer oder feiner Verteilung als gitterfremder Bestandteil im Zäsiumoxyd eingelagert ist. Damit würde erstmalig der Nachweis für das Vorhandensein selektiver Photoeffekte an Schwermetallen erbracht sein. Offenbar ermöglichen die besonderen Gittereigenschaften des Zäsiumoxydes, daß die selektive Wirkung des Schwermetalles, die man bisher im äußersten UV. vermutet hatte, nunmehr in das langwellige UV. hervorgezogen wird. Diese Rotverschiebung würde ganz derjenigen entsprechen, die die Oberflächenbande des Zäsiums („langwelliges" selektives Maximum) bei Verwendung von Zäsiumoxyd als Unterlage erfährt.

1) W. Kluge, Zeitschr. f. wiss. Phot. **32**, H. 5, 142, 1933.
2) B. Gudden u. R. W. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **34**, 245, 1925.
3) R. Fleischmann, Gött. Nachr. Nr. 2, 252, 1931.
4) Vgl. Simon-Suhrmann, Lichtelektrische Zellen, S. 24ff. Verlag J. Springer, 1932.

1) T. F. Young u. W. C. Pierce, Journ. of the Opt. Soc. of America **21**, 497, 1931.
2) W. Kluge, a. a. O.

Es wurden weiterhin die Trägermetalle Kupfer, Nickel und Gold untersucht. Dabei wurden in allen Fällen immer zwei kurzwellige Maxima beobachtet. Wir haben anzunehmen, daß auch hier das Trägermetall in feiner Verteilung als gitterfremder Bestandteil in das Zäsiumoxyd eingelagert ist. Die Einlagerung kommt durch die besondere Art der Herstellung zustande und wurde bei Verwendung von Silber erstmalig von Campbell vermutet. Zusammenfassend kann über die angestellten Versuche gesagt werden, daß die Elektronenemission an einer Oberflächenschicht T–Cs_2O–Cs im Sichtbaren und Ultraroten im wesentlichen durch die unmittelbare Oberfläche (die adsorbierte Cs-Schicht) vermittelt wird, daß aber die Elektronenemission im UV. ebenso vorwiegend von der Zwischenschicht mit ihren Einlagerungen bestritten wird. Es bleibt eine offene Frage, ob die Zentren der kurzwelligen Maxima an der unmittelbaren Oberfläche lokalisiert sind oder ob sie auch in etwas tiefergelegenen Trägermetallatomen zu suchen sind. Die kurzwelligen Maxima erfahren so jedenfalls eine optische[1]) und keine elektronische Deutung.

Die Ausbeutekurve an einem Schichtentypus T–Cs_2O–Cs, die hier erstmalig zusammenhängend vom Ultraroten bis ins UV. verfolgt werden konnte, läßt jedenfalls nirgends die Ausbildungstendenz eines normalen Photoeffektes erkennen. Sie erscheint vielmehr als eine Aufeinanderfolge von „Banden".

Die Messungen über die mehrfache selektive Wirkung an zusammengesetzten Oberflächenschichten werden fortgesetzt und auf das Maß ihrer Reproduzierbarkeit hin geprüft. Sie sollen später in ausführlicher Form bei gleichzeitig eingehender Beschreibung der Versuchsbedingungen an anderer Stelle gebracht werden. Dort soll auch hervorgehen, in welchem Maße sich die hier gebrachten Vermutungen bezüglich der Deutung der beiden kurzwelligen Maxima weiterhin bestätigen lassen.

1) Die Suche nach einer rein optischen Deutung wurde mir von Herrn Prof. R. W. Pohl nahegelegt.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zusatz zur Arbeit W. Gerlach und E. Riedl „Spektralanalytische Untersuchungen an reinstem Platin".

(Physik. Zeitschr. **34**, 516—522, 1933.)

Von W. Gerlach.

In Abschnitt 2 vorgenannter Arbeit sind unter Berufung auf die Angaben in „Metallwirtschaft **9**, 682, 1930" die handelsüblichen Platinsorten bezüglich ihrer Reinheit gruppiert.

Herr W. Geibel (W. C. Heraeus, Hanau) macht mich freundlicherweise darauf aufmerksam, daß die deutschen Platinschmelzen eine andere Stufeneinteilung vereinbart haben (siehe Werkstoffhandbuch Nichteisenmetalle, Beuth-Verlag, Berlin 1927; Blatt N 6 Platinmetalle von W. Geibel u. H. Houben), nämlich:

Technisch reines Platin: 99,5 Proz. Platinmetalle; chemisch reines Platin: Verunreinigung 0,01 bis 0,1 Proz.; physikalisch reines Platin: Verunreinigung 0,001 bis 0,01 Proz. Dazu kommt neuerdings: Spektroskopisch reines Platin: Verunreinigung $< 0{,}001$ Proz.

Da diese Angaben für weitere Kreise von Interesse sein dürften, gebe ich sie hier bekannt.

(Eingegangen 28. September 1933.)

BESPRECHUNGEN.

H. Carlsohn, Über eine neue Klasse von Verbindungen des positiv einwertigen Jods. (Habilitationsschrift Leipzig.) Leipzig 1932. Verlag von S. Hirzel. Preis: RM 2.50.

Verfasser hat gefunden, daß das in wäßriger Lösung ziemlich instabile Jodhydroxyd *JOH* durch Anlagerung von Pyridin eine recht beständige Base wird und stabile, zum Teil sogar in Wasser unlösliche Salze zu bilden vermag. Durch Darstellung einer Reihe von Salzen (z. B. Jod-dipyridin-nitrat, Jod-pyridin-nitrat, Jod-dipyridin-perchlorat usw., insgesamt wurden etwa 15 Salze dargestellt) und Untersuchung ihrer Reaktionen, vor allem des Zerfalls in verschiedenen Medien und des elektrochemischen Verhaltens, wird festgestellt, daß das Jod in diesen Verbindungen als positiv einwertiges Zentralatom mit der Koordinationszahl 2 wirkt.

Es ist sehr dankenswert, daß der Verfasser seine Untersuchungen über diese neue Klasse von Verbindungen in seiner Habilitationsschrift zusammenfassend darstellte und dadurch den an der Jod-Chemie Interessierten leicht zugänglich machte.

Schleede.

R. Schlüter, Elastische Messungen an Fichtenholz. Gr.-8°. V und 56 S. Mit 14 Abb. (Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 107). Braunschweig 1932. Fr. Vieweg & Sohn. RM 3.60.

Die hier wiedergegebenen Messungsergebnisse entstammen dem Untersuchungslaboratorium einer Pianofortefabrik (Grotrian-Steinweg) und beziehen sich auf Fichtenholz, wie es für Resonanzböden von Flügeln und Pianinos Verwendung findet. — Der Elastizitätsmodul wurde aus der Biegung bestimmt und bestätigte das Hookesche Gesetz. Die „scheinbaren Schubmoduln", die an Würfeln gemessen wurden, zeigen ein ziemlich kompliziertes Verhalten, was auf das Vorhandensein eines Biegungsgliedes zurückzuführen ist. — Hervorzuheben ist ein sehr ausführliches Literaturverzeichnis über den Werkstoff „Holz". L. Schiller.

Zeiss-Astro-Instrumente, Kuppeln, Hebebühnen. Erschienen im Selbstverlag von Carl Zeiss, Jena. Auslieferung für den Buchhandel durch F. Volckmar, Leipzig. Preis: kartoniert RM 1.20.

Wir haben hier eine Zusammenstellung mit zahlreichen Abbildungen von im Laufe der Jahre bei Zeiss hergestellten großen und kleinen Instrumenten, Hilfsgeräten usw. Wie stets in solchen Fällen, kann das Studium dieser Bilder auch zu Neuentwürfen anregen. Wir wollen bei dieser Gelegenheit auch des jüngst verstorbenen Obering. Meyer gedenken, auf den so manche der in diesem Büchlein gezeigten Instrumente zurückgehen.

J. Hopmann.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1933.

Technische Hochschule Breslau. Waetzmann: Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 und 2; Physikalisches Zwischenpraktikum, 7, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2. —

Technische Hochschule Dresden. N. N.: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 u. 6, II, 9, Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Toepler und Wiarda), 1 g. — **Toepler:** Theoretische Physik: Wärme, 3, Übungen, 1; Wellenmechanik und Atombau, 2; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben, für Fortgeschrittene, 6; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Hochspannungs- und Röntgenpraktikum (mit Wiedmann), 6; Kolloquium über Strahlungsforschung (mit Wiedmann und Saupe), 1 g. — **Wiarda:** Einführung in die Zahlentheorie, 3; Theorie der Spektrallinien, 2. — **Wiedmann:** Spektrum und Atombau, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Alt:** Allgemeine Meteorologie, 2. — **Fleischer:** Die Photozelle, 2. — **Gebhardt:** Praktisch-pädagogisches Seminar (mit Müller und Zaunick), 2; Geschichte des mathematisch-physikalischen Unterrichts I und II, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der Physik, mit Lektüre geschichtlicher Werke I und II, 1. — **Goldberg:** Druckverfahren und Reproduktionstechnik, 1 g. — **Klughardt:** Optische Instrumentenkunde II: Spektralapparate, 2. III: Photometer, 1. — **Kneschke:** Mathematische Strömungslehre, 2; Das Keplerproblem, 1. — **Luther:** Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4; Selbständige Arbeiten, 2, 4, 8, 12, ganz- und halbtägig; Physikalisch- und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit Müller), 1 g. — **Saupe:** Röntgentechnik: Röntgenröhren, Röntgenapparate, Meßtechnik, 1. — **Teichmann:** Problem der Kernphysik, 2. —

Universität Frankfurt/M. **Meißner:** Experimentalphysik II, 5; Ausgewählte Kapitel der höheren Experimentalphysik, 1; Polarisation und Interferenz des Lichts, 1; Besprechung einfacher physikalischer Fragen, 1; Physikalisches Praktikum, 4 und 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14 tägig, 2. — **Madelung:** Das Weltbild der Physik, 1; Elektrodynamik, 4; Quantentheorie (Fortsetzung), 1; Seminar für theoretische Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Seddig:** Optische Meß- und Prüfverfahren, 2; Photographisches Praktikum, 4 und 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, ganztägig; Photographisches Kolloquium, 14tägig, 1½. — **Sachs:** Anwendung der Röntgenstrahlen, 1. — **Wilhelmy:** Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1. — **Dessauer:** Angewandte Elektrizitätslehre II; Wechselstromtechnik, mit Übungen, 3; Elektrische Schwingungen, 1; Die Elektronenröhren in der Fernmeldetechnik, 1; Kolloquium über angewandte Physik und medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes (mit Rajewsky), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene (mit Rajewsky), halb- und ganztägig; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Rajewsky:** Einführung in die neuere Atomphysik, 1; Einführung in die medizinische Physik I: Physikalische Behandlung der biologischen Probleme, 1; Röntgenologisches Praktikum, 3; Biophysikalisches Seminar (mit Wilhelmy), 14 tägig, 2. — **Gramberg:** Maschinenkunde für Chemiker, 2. — **Linke:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Ausgewählte Kapitel der Bioklimatologie, 1; Meteorologische Beobachtungsmethoden, 1; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Stüve, Mügge und Baur), 2; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung. — **Stüve:** Einführung in die Vektorenanalysis für Meteorologen, 1; Seminar über physikalische Hydrodynamik, 2; Synoptisches Praktikum, 2; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung. — **Mügge:** Erdmagnetismus und Polarlicht, 2; Wetterbesprechungen, 2 bis 3; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung. —

Universität Göttingen. **Pohl:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **N. N.:** Physikalisches Praktikum; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hilsch:** Ergänzungen zur Elektrizitätslehre und

Optik, mit Experimenten, 1. — **Cario**: Atomtheoretische Fragen der atmosphärischen und kosmischen Physik, 1; Physikalisches Proseminar, mit Demonstrationsübungen (mit v. Hippel), 2. — **Sponer**: Beugungserscheinungen und Struktur der Materie, 1. — **v. Hippel**: Physik der Gasentladungen, 2. — **Prandtl**: Einführung in die Thermodynamik, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik, einschließlich Hydro- und Aerodynamik (mit Betz, Schuler und Flügge), 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik, tägl. — **Stobbe**: Kinetische Theorie der Wärme, 2, Übungen, 1 g; Seminar über Struktur der Materie (mit Weyl), 2 g. — **Schuler**: Mechanik, 4, Übungen, 2; Anleitung zum wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Mechanikpraktikum, 4. — **Betz**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Theorie des Fliegens, 2. — **Küstner**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, ganztägig, g. — **Reich**: Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Theoretische Grundlagen elektrischer Meßmethoden, 1 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Elektrizität, tägl. — **Flügge**: Fertigkeitslehre mit Übungen, 3; Schalentheorie, nach Verabredung. — **Kyropoulos**: Technische Elektrochemie, 2; Molekulare Polarisation, ihr Vorkommen und ihre technischen Anwendungen, 2. — **Angenheister**: Wetter und Wettervorhersage, 2 g; Geophysikalische Landesvermessung Deutschlands (magnetische, gravimetrische), 2; Geophysikalisches Praktikum, $3^1/_2$ g; Besondere Übungen (photogrammatisch, aerologisch, Schallmaßtechnisch), nach Verabredung g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. g. — **Jung**: Photogrammetrie und Luftbildvermessung, mit Übungen, 2. —

Technische Hochschule Graz. **Benndorf**: Experimentalphysik: Wärmelehre, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 4, II, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Rumpf), 2. — **Rumpf**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Optik, 5. — **Rosenberg**: Methodik des Unterrichtes in der Mathematik und darstellenden Geometrie, 2; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radakovic**: Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2; Proseminar für theoretische Physik, 2. — **Brell**: Vektorenrechnung mit Übungen, 3. — **Wegener**: Einführung in die Geophysik, 3; Optik und Akustik der Atmosphäre, 1. —

Universität Heidelberg. **Bothe**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Schmidt), 3 und 6; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, mit Großpraktikum (mit Becker), tägl.; Physikalisches Seminar und [illegible]quium (mit Becker), $1^1/_2$ g; Physikalische Vort[illegible]bende, 14tägig, $1^1/_2$. — **Becker**: Theorie der [illegible]trizität und des Magnetismus, 4; Physikalisch[illegible]tatistik, 1; Geophysik, 1; Ballistik und Aerodynamik, 1 g; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$ g. — **Schmidt**: Radiologie: Der Bau der Materie, 2; Die physikalischen Grundlagen der Leistungstechnik, $1^1/_2$ g; Einfache physikalische Versuche, $1^1/_2$ g; Selbständige physikalisch-technische Arbeiten, tägl. — **Wesch**: Funktechnik, 1 g, Übungen, mit Morsekurs (mit Schmidt), $1^1/_2$ g. — **Goetze**: Navigation, $1^1/_2$ g. — **Peppler**: Klimatologie, 2; Flugmeteorologie, 1 g. —

Technische Hochschule München. **Schwarz**: Metallkunde I, 2; Metallographisches Praktikum, 4; Spezielle Arbeiten über Metallkunde, 2 oder 6; Der metallische Werkstoff, mit Vorführungen, 1; Leichtlegierungen I, 1. —

Technische Hochschule Wien. **Mache**: Physik: Optik, Wärmelehre, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Physikalische Optik: Wellenoptik, 2; Physikalisches Praktikum II (mit Aigner und Petritsch), 30, für Feuerungs- und Gastechniker, 4. — **Flamm**: Physik: Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Strahlenoptik: Geometrische Optik, 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner**: Physik, 3; Elektroakustik und Elektrooptik, 2. — **v. Hofe**: Photographische Optik, 2. — **Bauer**: Wellenmechanik, 1; Theorie der Bandenspektren, 1. — **Ettenreich**: Ausgewählte Kapitel aus der Lehre von den hochfrequenten Schwingungen und der Elektronenentladung, 2. — **Hofbauer**: Temperaturmessung, 1. — **Regler**: Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, Röntgenapparate und Röntgenröhren, mit Übungen, 2. — **Schober**: Spektroskopie, 2. — **Schmid**: Physikalische Chemie für Physiker II, 1. — **Hiecke**: Beleuchtungstechnik, 3. — **N. N.**: Wetter- und Klimalehre für Ingenieure, $1^1/_2$. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Nobelpreis für Physik 1932 dem ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Leipzig Dr. Werner Heisenberg, 1933 Professor Paul Adrien Maurice Dirac Ph. D. von der Universität Cambridge (England) und Professor Dr. Erwin Schrödinger von der Universität Oxford (bisher ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin). Der Nobelpreis für Chemie wurde für 1933 nicht verliehen.

Ernannt: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Dr. Erwin Schrödinger in gleicher Eigenschaft an der Universität Oxford, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen Dr. Hermann Weyl am Forschungsinstitut Princeton.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für allgemeine Chemie an der Universität Nancy und Straßburg Dr. Th. Muller, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle Geh. Regierungsrat Dr. Albert Wangerin, der ord. Professor der Mathematik, insbesondere der analytischen und himmlischen Mechanik an der Universität (Sorbonne) von Paris und frühere französische Ministerpräsident Dr. Paul Painlevé.

Angebote.

Gleichrichter-Fabrik sucht per sofort oder ab 1. 1. 34

PHYSIKER

mit guten Kenntnissen in

Elektronik und Wechselstromtheorie.

Bewerbungen mit Angabe der bisherigen Tätigkeit und der Gehaltsansprüche nebst Zeugnisabschriften unter S. H. 47 an den Verlag S. Hirzel in Leipzig C 1.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.